



# Étude de la mise en forme temporelle d'impulsions laser de haute puissance pour l'excitation des sources laser X-UV sur la plateforme LASERIX

Olivier Delmas

## ► To cite this version:

Olivier Delmas. Étude de la mise en forme temporelle d'impulsions laser de haute puissance pour l'excitation des sources laser X-UV sur la plateforme LASERIX. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLS277 . tel-01327234

**HAL Id: tel-01327234**

**<https://theses.hal.science/tel-01327234>**

Submitted on 28 Jun 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2015SACLS277

THESE DE DOCTORAT  
DE  
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY

PREPAREE A L'UNIVERSITE PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE N° 572  
Ondes et Matière

Spécialité : Physique des lasers

Par

**Olivier DELMAS**

Étude de la mise en forme temporelle d'impulsions laser de haute puissance  
pour l'excitation des sources laser X-UV sur la plateforme LASERIX

---

**Thèse présentée et soutenue à l'UFR des sciences d'Orsay, le 18 décembre 2015 :**

**Composition du Jury :**

M. Frédéric Druon	LCF, Institut d'Optique	<i>Président</i>
M. Philippe Zeitoun	LOA, Ecole Polytechnique	<i>Rapporteurs</i>
M. Olivier Utéza	LP3, Université de Marseille	
M. Gérard Mourou	IZEST, Ecole Polytechnique	<i>Examineurs</i>
M. Mathieu Paurisse	Amplitude Technologies	
M. David Ros	LPGP, Université Paris-Sud	<i>Directeur de thèse</i>
M. Moana Pittman	CLUPS, Université Paris-Sud	<i>Invité</i>



---

## Remerciements

Un projet d'étude ambitieux comme celui d'une thèse de doctorat représente une véritable période d'apprentissage dans de nombreux domaines mais également sur soi-même. Elle est ponctuée de moments d'épanouissements mais aussi de doutes et de remises en question car on est seul maître à bord. L'écriture de cette page permet de poser un regard sur cette expérience avec un certain recul et de réaliser que l'aboutissement de ce projet nécessite, outre une grande détermination, la collaboration, la présence et le soutien de nombreuses personnes tant dans la sphère professionnelle que personnelle. Je les remercie toutes très sincèrement.

Je tiens à remercier tout particulièrement David Ros pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Malgré de multiples responsabilités liées à la politique, l'enseignement et la recherche que tu exerces avec passion, tu as su démontré une écoute en toute circonstance et faire en sorte que ma thèse se déroule dans les meilleures conditions.

Je remercie Gilles Riboulet, directeur général d'Amplitude Technologies, de m'avoir offert l'opportunité de rejoindre, dans le cadre d'une thèse CIFRE, une entreprise leader dans le domaine des lasers ultra-intenses. Cette expérience, très enrichissante et enthousiasmante, a été rendue possible grâce à votre volonté manifeste, que mon intégration au sein de l'entreprise et que la collaboration avec LASERIX, se réalisent dans les meilleures dispositions.

Je remercie vivement tous les membres de mon jury de thèse. Tout d'abord, Frédéric Druon pour avoir accepté d'en être le président. Ensuite, mes deux rapporteurs, Philippe Zeitoun et Olivier Utéza, pour leur lecture attentive du manuscrit et leurs remarques très constructives. Enfin, merci à Gérard Mourou et Mathieu Paurisse pour avoir apporté un véritable regard critique à mon travail en tant que spécialistes reconnus des lasers ultra-intenses.

Je remercie Pierre-Mary Paul pour m'avoir permis d'intégrer l'équipe R&D d'Amplitude et de prendre une part active à leurs projets. Une pensée amicale à tous les salariés d'Amplitude Technologies que j'ai eu le plaisir de côtoyer au cours de ces années de thèse, pour leur accueil et leur bonne humeur. Je pense notamment à Djamel, Philippe, Emilien, Xiaowei du côté de la femto, à p'tit Fab et Sandrine de l'atelier, ou encore aux Yagistes et leur célèbres impacts laser avec Vincent, Seb ou Nico le cousin. . .

Un merci spécial à Fabien Plé, qui a énormément compté dans mon apprentissage du métier de « laseriste ». Je te dois beaucoup et ça a été un véritable plaisir de travailler avec toi.

Je tiens à remercier chaleureusement toute l'équipe LASERIX qui m'a permis de vivre cette thèse dans un environnement scientifique pointu et des conditions de



---

travail des plus stimulantes.

D’abord, je tiens à exprimer toute ma gratitude à Moana Pittman pour avoir accepté d’encadrer mes travaux et pour la confiance immodérée qu’il m’a témoignée du début jusqu’à la fin de la thèse. Merci de m’avoir transmis la passion de ton métier, j’ai beaucoup appris à tes côtés. J’ai apprécié nos différents échanges (court de tennis inclus) grâce à ton écoute toujours attentive de mes idées et interrogations. Merci aussi pour ton soutien lors de mes périodes de questionnements et de doutes ainsi que de ta grande patience pour la re-lecture très méticuleuse du manuscrit.

Merci aux enseignants-chercheurs de l’équipe : Olivier Guilbaud, qui grâce à son expertise dans le domaine des lasers X mais aussi sa générosité et sa grande pédagogie m’a permis de découvrir ce domaine et d’en apprécier les subtilités (ah... ces fameux gradients de densité). Nos différentes discussions m’ont véritablement guidé dans ma réflexion scientifique et la qualité de ce manuscrit te doit beaucoup.

Un grand, grand merci à Sophie Kazamias, pour m’avoir fait partager sa clarté d’analyse et son esprit de synthèse qui m’ont permis de mieux exprimer ma pensée. Ton soutien permanent et ta patience (sans oublier les tablettes de choco et Granola) ont été précieux pour la dernière ligne droite et déterminants pour l’aboutissement de ce travail.

Merci à Julien, Elsa, Bruno pour votre gentillesse et votre aide pour les manips, Kevin pour son dynamisme communicatif et ses nombreux conseils avisés et Olivier Neveu pour m’avoir concocté de super programmes sur Labview... la prochaine fois, promis, ça sera du C++ ! Merci à Nicolas Leroy du LAL pour sa gentillesse, nos fous rires et sa passion communicative pour les ondes gravitationnelles.

Un merci aux thésards : Sameh, pour m’avoir accompagné lors la première moitié de thèse et d’avoir facilité mon intégration dans l’équipe, mon alter ego roumain Gabriel pour notre fructueuse collaboration, ou encore p’tit Kev pour son humour et sa bonne humeur (j’attends toujours ton template). Merci à Andréa pour nos petits repas « Cesfo » et pour nos rigolades sur pas mal de choses, qui m’ont aidé à me changer les idées. Ta thèse sera à n’en pas douter une grande réussite.

Merci également à mes potes thésards : GuiGui, Mika, Seb pour nos petites bouffes de débrief de thèse, Pierre-Alexandre, Benji et Jean-Phi pour les soirées poker. Petite pensée également à la team Beeto des doctorants avec une semaine dépayssante.

Je tiens à remercier également mes proches, « moldus » de la physique certes, mais tellement précieux pour s’oxygéner l’esprit. Merci à Matthieu, pour les dejs au living, Jerem la Babouz pour les séances de géocaching et Nico mon pote de toujours.

Enfin une attention toute particulière à mes parents et mon frère, pour leur écoute, leur patience et leur soutien de tous les instants. Vous m’avez accompagné tout au long de mes études et stimulé pour viser toujours plus haut dans mes projets. L’aboutissement de cette thèse en est un bon exemple. Encore merci.

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Amplificateur laser XUV à plasma</b>	<b>7</b>
1.1 Introduction aux lasers X-UV collisionnels . . . . .	8
1.2 Physique de la génération du laser X-UV . . . . .	9
1.2.1 Création du milieu à gain . . . . .	9
1.2.2 Structure du plasma au moment de l'amplification . . . . .	9
1.2.2.1 Surface critique ( $n_e = n_c$ ) . . . . .	10
1.2.2.2 Zone sous dense ( $n_e < n_c$ ) – Absorption de l'énergie laser . . . . .	11
1.2.2.3 Zone de conduction ( $n_e > n_c$ ) . . . . .	12
1.2.3 Ions multichargés lasants . . . . .	13
1.2.4 Equations cinétiques : du régime stationnaire au régime tran- sitoire . . . . .	15
1.2.5 Amplification du rayonnement X-UV . . . . .	16
1.2.5.1 Description du modèle d'amplification de l'émission spontanée . . . . .	17
1.2.5.2 Propagation du faisceau X-UV : réfraction dans la zone de gain . . . . .	20
1.3 Etat de l'art : les différents lasers X-UV collisionnels . . . . .	22
1.3.1 Laser X-UV par décharge capillaire . . . . .	23
1.3.2 Laser X-UV dans un plasma créé par laser . . . . .	23
1.3.2.1 Laser OFI . . . . .	23
1.3.2.2 Pompage quasi-stationnaire (QSS) . . . . .	24
1.3.2.3 Pompage d'excitation transitoire (TCE) . . . . .	26
1.3.2.4 Pompage en incidence rasante (GRIP) . . . . .	28
1.4 Conclusion . . . . .	31
1.4.1 Conditions de génération d'un laser X-UV collisionnel . . . . .	31

<b>2</b>	<b>Descriptif du dispositif expérimental sur la station LASERIX</b>	<b>33</b>
2.1	Généralités sur les chaînes laser intenses à amplification à dérive de fréquence (CPA) . . . . .	34
2.1.1	Grandeurs caractéristiques des faisceaux intenses . . . . .	34
2.1.2	Mise en oeuvre de l'amplification à dérive de fréquence . . . . .	35
2.1.2.1	Etirement et compression de l'impulsion . . . . .	35
2.1.2.2	Pré-amplification / amplification de puissance . . . . .	37
2.1.3	Contraste temporel des lasers ultra-intenses . . . . .	41
2.2	Présentation de la station LASERIX . . . . .	43
2.2.1	Généralités . . . . .	43
2.2.2	Le laser pilote . . . . .	44
2.2.2.1	Amplificateur régénératif de LASERIX . . . . .	44
2.2.2.2	Synchronisation du « front-end » . . . . .	48
2.2.2.3	Amplification de puissance – 2.5 J . . . . .	48
2.2.2.4	Amplification à haute énergie – 40 J . . . . .	48
2.2.2.5	Transport du faisceau – Lignes de lumière X-UV . . . . .	48
2.3	Ligne de génération du laser-XUV . . . . .	50
2.3.1	Focalisation du faisceau de pompe . . . . .	51
2.3.2	Contrôle des lignes focales (RILF) . . . . .	51
2.3.3	Imageur X-UV . . . . .	52
2.3.4	Définition des paramètres de mesure de la source X-UV . . . . .	53
2.3.5	Définition des paramètres de contrôle des impulsions laser . . . . .	54
2.3.6	Récapitulatif des caractéristiques du laser de pompe . . . . .	55
<b>3</b>	<b>Mise en évidence du rôle des pré-impulsions : Production d'un train d'impulsions contrôlé avec l'amplificateur régénératif</b>	<b>57</b>
3.1	Dispositif de génération de l'impulsion plasma : configuration DGRIP	58
3.2	Génération de la pré-impulsion et de l'ASE avec l'amplificateur régénératif . . . . .	59
3.2.1	Principe : modification de la synchronisation du RGA . . . . .	61
3.3	Résultats expérimentaux – influence de l'ASE et de la pré-impulsion . . . . .	64
3.3.1	Mise en évidence du rôle du piédestal temporel . . . . .	64
3.3.2	Etude de l'influence de la pré-impulsion sur la génération du laser X-UV . . . . .	70
3.3.3	Etude sur la durée de vie de la cible . . . . .	71
3.4	Conclusion de l'expérience . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Mise en forme temporelle des impulsions laser d'excitation du plasma</b>	<b>77</b>
4.1	Dispositif TGRIP : nouveau DGRIP associé à un générateur de pré-impulsion courte . . . . .	78
4.1.1	Objectifs du nouveau dispositif . . . . .	78
4.1.2	Description du schéma TGRIP . . . . .	79
4.1.3	Détermination de l'intervalle pertinent des paramètres de contrôle	81
4.2	Génération d'un laser X-UV avec le schéma TGRIP . . . . .	84
4.2.1	Obtention d'un laser X-UV à Molybdène nickeloïde ( $\lambda = 18.9$ nm)	85
4.2.1.1	Mesures de référence en configuration DGRIP . . . . .	85

4.2.1.2	Configuration TGRIP : apport de la pré-impulsion courte . . . . .	89
4.2.2	Étude expérimentale avec une cible en Argent ( $\lambda = 13.9$ nm) .	93
4.2.2.1	Mesures de référence en configuration DGRIP : . . .	93
4.2.2.2	Configuration TGRIP : apport de la pré-impulsion courte . . . . .	94
4.2.3	Conclusion . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Dispositif QAGRIP : création du plasma avec une impulsion longue de faible intensité</b>	<b>101</b>
5.1	Intérêt . . . . .	102
5.2	Descriptif du dispositif QAGRIP . . . . .	102
5.3	Etude expérimentale . . . . .	104
5.3.1	Validation du dispositif avec le Molybdène Nickeloïde . . . . .	104
5.3.1.1	Etude en délai $\Delta t_{Plasma}$ et en durée $t_{pompe}$ . . . . .	104
5.3.1.2	Comparaison avec le schéma DGRIP . . . . .	105
5.3.2	Etude extensive du QAGRIP : Application à l'Argent et au Titane . . . . .	107
5.3.2.1	Influence des paramètres temporels sur l'énergie X-UV	108
5.3.2.2	Simulation hydrodynamique du plasma créé par le laser Nd :YAG avant le pompage . . . . .	109
5.3.2.3	Simulation du processus de pompage X-UV . . . . .	110
5.4	Optimisation du dispositif QAGRIP pour réaliser une source X-UV injectée . . . . .	112
5.4.1	Variante du QAGRIP : 1L2S . . . . .	112
5.4.2	Expérience 1L2S : Influence des paramètres de la pré-impulsion sur la durée de l'impulsion de pompe avec l'Argent . . . . .	114
5.5	Injection d'harmoniques d'ordres élevés : Mesure temporelle du gain X-UV . . . . .	115
5.5.1	Contexte . . . . .	115
5.5.2	Expérience d'injection du laser X-UV en 1L1S/1L2S : mesure temporelle du gain . . . . .	116
5.6	Conclusion . . . . .	119
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>121</b>
	<b>Annexes</b>	<b>125</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>169</b>



# Introduction générale

L'Amplification de Lumière par l'Emission Stimulée de Rayonnement, plus connue sous son acronyme anglais « LASER », est apparue dès le début du XX-ème siècle. Dès 1917, Albert Einstein en pose les bases en découvrant le principe de « l'émission stimulée ». À sa suite de nombreux chercheurs, dont des lauréats du prix Nobel de Physique, vont utiliser ce principe pour développer des applications qui aboutiront à la naissance du LASER. En 1960, Theodore Maiman va créer pour la première fois un laser à partir de la synthèse de toutes ces recherches et par un choix judicieux de critères.

Depuis le laser n'a cessé d'être utilisé tant dans l'industrie civile (usinage, lecture de données, chirurgie, télécommunications à haut débit) que dans le domaine militaire (autoguidage, radars ...). Parallèlement la recherche et les développements sur les lasers impulsions ont permis assez rapidement d'augmenter leur énergie et de raccourcir leur durée permettant d'ioniser la matière et de créer ainsi des plasmas. Une branche nouvelle de la recherche fondamentale était née : l'interaction « laser-plasma ». Les applications ont permis de développer des sources de rayonnements secondaires et la possibilité d'accélérer des particules chargées. En particulier, des sources basées sur l'interaction laser-plasma ont permis d'élargir le spectre des émissions en émettant de l'extrême ultraviolet aux rayons X. Ces sources permettent d'offrir une alternative aux grands instruments de type synchrotron ou laser à électrons libres, de part leur taille plus réduite et leur coût moindre.

La présente thèse s'inscrit dans le cadre de travaux de recherche menés sur le développement des sources laser X-UV collisionnels sur la station LASERIX de 2011 à fin 2013, date du déménagement de l'installation laser du Laboratoire d'Optique Appliquée vers le campus d'Orsay. Cette installation bénéficie d'un laser pilote dédié de niveau 100 TW, basé sur la technologie Titane : Saphir, pour produire des sources cohérentes et brillantes dans la gamme X-UV en vue d'applications à des expériences résolues en temps dans cette gamme spectrale. La station LASERIX est à ce titre membre du réseau européen Laserlab pour l'accueil d'utilisateurs sur ses lignes de lumière X-UV aux performances bien spécifiques.

Cette thèse s'est déroulée sous contrat de collaboration CIFRE entre la société Amplitude Technologies et l'équipe Lasers X et Applications du Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas. En début de thèse j'ai pu bénéficier d'un séjour de plusieurs mois au sein de la société Amplitude Technologies basée à Lisses (Es-

sonne), ce qui m’a permis de me familiariser avec l’architecture laser des chaînes de puissance Titane : Saphir sur laquelle je reviendrai. J’ai en particulier travaillé au pré-alignement et à l’installation sur site de la chaîne 200 TW 20 fs et à haut contraste temporel ( $>10^{12}$ ) de l’Université de Iéna (Allemagne).

À mon arrivée sur l’installation LASERIX, j’ai contribué à la mise en place de différents dispositifs permettant de modifier de façon contrôlée le contraste de la chaîne laser Titane : Saphir afin d’améliorer la production de rayonnement X-UV. Ce travail fait suite à des démonstrations préliminaires effectuées dans le cadre des thèses de Jamil Habib et Daniel Zimmer. Mon approche est délibérément plus instrumentale, plus quantitative et orientée vers un travail en amont de la chaîne, au niveau du laser infrarouge lui-même. Différents dispositifs basés sur la génération de pré-impulsions et/ou d’un piédestal d’ASE contrôlé ont été conçus, installés et testés. Je discuterai en détail de leur influence et de leur efficacité sur la production de laser X-UV en mettant en évidence les paramètres pertinents d’optimisation. Enfin, je montrerai que ce travail sur la chaîne laser elle-même et l’utilisation d’une source auxiliaire d’énergie laser moins spécialisée a permis d’aboutir au succès d’une expérience d’injection de l’amplificateur laser X-UV à plasma, qui permet de produire une source cohérente de rayonnement X-UV haute cadence intéressante pour des expériences pompe-sonde X-UV/IR ou X-UV/X-UV.

Le présent manuscrit s’articule autour de trois grands axes :

La première partie expose au travers de deux chapitres les outils physiques et expérimentaux nécessaires à la compréhension des phénomènes impliqués dans la génération du laser X-UV. Le **chapitre 1** décrit la physique des lasers X-UV collisionnels puis en dresse un état de l’art pour la mise en perspective du travail de thèse. Le **chapitre 2** introduit les principes généraux de fonctionnement d’une chaîne CPA puis présente la station LASERIX et son laser pilote ainsi que le dispositif expérimental utilisé pour générer et diagnostiquer les sources X-UV étudiées dans cette thèse.

La deuxième partie du manuscrit est consacrée à l’étude expérimentale de la mise en forme temporelle du laser pilote sur l’efficacité de génération du laser X-UV. Le **chapitre 3** présente l’effet d’une pré-impulsion et de l’ASE produits dans l’amplificateur régénératif sur la génération du laser X-UV à partir d’une cible en Molybdène. Dans la continuité de cette étude, le **chapitre 4** porte sur l’élaboration d’une méthode de génération de pré-impulsion, intégrée à la chaîne laser pilote. Cette approche plus sophistiquée permet de contrôler les caractéristiques des impulsions de différentes durées comme leur balance en énergie et le délai entre chacune d’elles.

La troisième partie, constituée du **chapitre 5**, propose une méthode alternative de génération du laser X-UV basée sur l’utilisation d’une impulsion de pompe à haut contraste temporel et l’utilisation d’un laser annexe de durée nanoseconde pour créer le milieu à gain. L’exploration de ce dernier axe de recherche a permis de réaliser

---

l'expérience d'injection de la source X-UV ainsi qu'une expérience pompe-sonde à haut contraste temporelle portant sur la mesure d'opacité résolue en temps à l'échelle picoseconde d'un plasma créé par laser femtoseconde.

En conclusion, je dégagerai le dispositif le plus adapté aux expériences laser X-UV et j'ouvrirai notamment les perspectives de recherche.









# Chapitre 1

## Amplificateur laser XUV à plasma

### Plan du chapitre

---

1.1	Introduction aux lasers X-UV collisionnels . . . . .	8
1.2	Physique de la génération du laser X-UV . . . . .	9
1.2.1	Création du milieu à gain . . . . .	9
1.2.2	Structure du plasma au moment de l'amplification . . . . .	9
1.2.2.1	Surface critique ( $n_e = n_c$ ) . . . . .	10
1.2.2.2	Zone sous dense ( $n_e < n_c$ ) – Absorption de l'énergie laser . . . . .	11
1.2.2.3	Zone de conduction ( $n_e > n_c$ ) . . . . .	12
1.2.3	Ions multichargés lasants . . . . .	13
1.2.4	Equations cinétiques : du régime stationnaire au régime transitoire . . . . .	15
1.2.5	Amplification du rayonnement X-UV . . . . .	16
1.2.5.1	Description du modèle d'amplification de l'émission spontanée . . . . .	17
1.2.5.2	Propagation du faisceau X-UV : réfraction dans la zone de gain . . . . .	20
1.3	Etat de l'art : les différents lasers X-UV collisionnels . . . . .	22
1.3.1	Laser X-UV par décharge capillaire . . . . .	23
1.3.2	Laser X-UV dans un plasma créé par laser . . . . .	23
1.3.2.1	Laser OFI . . . . .	23
1.3.2.2	Pompage quasi-stationnaire (QSS) . . . . .	24
1.3.2.3	Pompage d'excitation transitoire (TCE) . . . . .	26
1.3.2.4	Pompage en incidence rasante (GRIP) . . . . .	28
1.4	Conclusion . . . . .	31
1.4.1	Conditions de génération d'un laser X-UV collisionnel . . . . .	31

---

## 1.1 Introduction aux lasers X-UV collisionnels

Contrairement à un laser conventionnel, une inversion de population entre niveaux d'énergie séparés de 10 à 100 eV correspondant à la gamme spectrale qui nous intéresse, ne peut pas être obtenue dans un milieu solide ou atomique. Ces transitions sont accessibles dans des ions multichargés au sein de plasmas pouvant être créés par laser ou décharge électrique impulsionnelle et qui possèdent des durées de vie de quelques dizaines de nanosecondes au plus. En raison de leur grande résistance à l'ionisation comparée aux autres ions, les ions à couches ou sous-couches externes fermées sont une espèce recherchée pour constituer une inversion de population exploitable pour un laser X-UV. Ces ions lasants sont excités à partir des collisions qui ont lieu avec les électrons libres. Il s'agit de l'excitation collisionnelle électronique.

Proposé en 1975 [Elton 75] et démontré expérimentalement pour la première fois en 1985 par Matthews *et al.* sur le laser NOVETTE du LLNL<sup>1</sup> [Matthews 85], le pompage collisionnel a permis d'obtenir des lasers X-UV entre 3.5 et 80 nm [Daido 02]. À ce jour, le record d'énergie par impulsion est détenu par le laser X-UV du PALS<sup>2</sup> avec 10 mJ à 21.2 nm [Rus 05]. Les premiers lasers X-UV collisionnels étaient obtenus à partir de l'interaction d'une cible solide avec une impulsion laser d'énergie comprise entre 100 J et 1 kJ pour une durée de quelques centaines de picosecondes. Ce type de laser X-UV, dit « quasi-stationnaire » (QSS<sup>3</sup>), nécessite l'utilisation de très grandes installations qui n'autorisent qu'un faible nombre de tirs par heure.

L'avènement des lasers basés sur l'amplification à dérive de fréquence a permis d'expérimenter un autre régime, entièrement hors équilibre. En effet, la durée des impulsions de pompe des lasers CPA est potentiellement comparable, voire inférieure au temps de désexcitation des niveaux excités des ions (allant d'une picoseconde à la dizaine de picosecondes). Cela permet de générer un gain transitoire beaucoup plus élevé qu'en régime quasi-stationnaire ( $10^2 \text{ cm}^{-1}$  contre quelques  $\text{cm}^{-1}$ ). Une plus faible énergie de pompe est requise et la cadence de tir peut être augmentée. Contrairement au régime QSS qui ne nécessite qu'une seule impulsion, le régime transitoire requiert l'utilisation d'une séquence appropriée de plusieurs impulsions, dont l'optimisation fera l'objet d'étude de cette thèse.

Ce chapitre introduit les notions importantes à la compréhension des différents phénomènes physiques impliqués dans la génération du laser X-UV en général et plus particulièrement ceux réalisés dans le cadre de cette thèse. Nous dresserons ensuite un état de l'art des lasers X-UV pour mettre en perspective le travail de thèse.

---

1. *Lawrence Livermore National Lab*, en Californie

2. *Prague Asterix Laser System*, en République tchèque

3. *Quasi Steady State*

## 1.2 Physique de la génération du laser X-UV

Dans cette partie, nous allons décrire plus en détail le principe de génération du laser X-UV collisionnel créé par laser. Nous partirons du cas général puis nous aborderons le cas du régime transitoire pouvant être obtenu avec des impulsions ultra-courtes.

Les problématiques abordées seront les suivantes :

- la création du milieu amplificateur,
- le pompage des ions du plasma,
- la réfraction du faisceau X-UV amplifié.

### 1.2.1 Création du milieu à gain

Lors de l'interaction de l'impulsion laser avec une cible solide, une fine couche de matière est vaporisée. Quelques électrons libres sont produits par ionisation multiphotonique et sont ensuite accélérés dans le champ électrique laser. L'énergie cinétique acquise par les électrons libres leur permet par collisions avec les atomes du milieu de provoquer une cascade d'ionisation dans un temps caractéristique de l'ordre de quelques picosecondes. À la suite de l'amorçage de l'ionisation, la densité électronique du plasma  $n_e$  croît rapidement alors que la température électronique  $T_e$  reste encore relativement faible (quelques eV). Dans ces conditions, l'absorption de l'énergie laser par le plasma est alors très importante, dominée par l'effet Bremsstrahlung inverse (BI), qui résulte des collisions électrons-ions et qui conduit au chauffage des électrons (§ 1.2.2.2). Cet échauffement produit une forte pression dans le plasma, qui se détend alors vers le vide, dans le sens contraire à celui de l'impulsion laser. Cette détente est accompagnée de la génération d'une onde de choc, qui se propage vers l'intérieur de la cible. Le plasma ainsi créé est défini par les paramètres suivants qui dépendent de l'intensité de l'impulsion laser :

- la densité électronique  $n_e$ ,
- les températures ionique et électronique :  $T_i, T_e$ ,
- le degré d'ionisation  $Z^*$ ,
- les gradients de densités électronique  $\nabla n_e$  de longueur caractéristique  $L = \frac{n_e}{\nabla n_e}$ .

### 1.2.2 Structure du plasma au moment de l'amplification

L'impulsion laser créant le plasma, ou venant ultérieurement créer une zone de gain dans le plasma, se propage en subissant une dispersion qui s'exprime sous la forme suivante :

$$\frac{k_L^2 c^2}{\omega_L^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \quad (1.2.1)$$

dans laquelle le terme de droite représente le carré de l'indice de réfraction du plasma :

$$n_{\text{plasma}} = \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega_L^2} \quad (1.2.2)$$

où  $\omega_L$  désigne la pulsation laser,  $k_L$  le vecteur d'onde et  $\omega_p$  la pulsation plasma électronique donnée par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} \quad (1.2.3)$$

où  $n_e$ ,  $m_e$  et  $e$  représentent respectivement la densité, la masse et la charge des électrons et  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide.

Au cours de l'interaction de l'impulsion laser avec la cible, le plasma finit par atteindre une structure « autosimilaire » dans laquelle nous distinguons plusieurs zones qui sont illustrées sur la figure 1.2.1. Notons que c'est dans un plasma ayant une telle structure que le gain se crée :

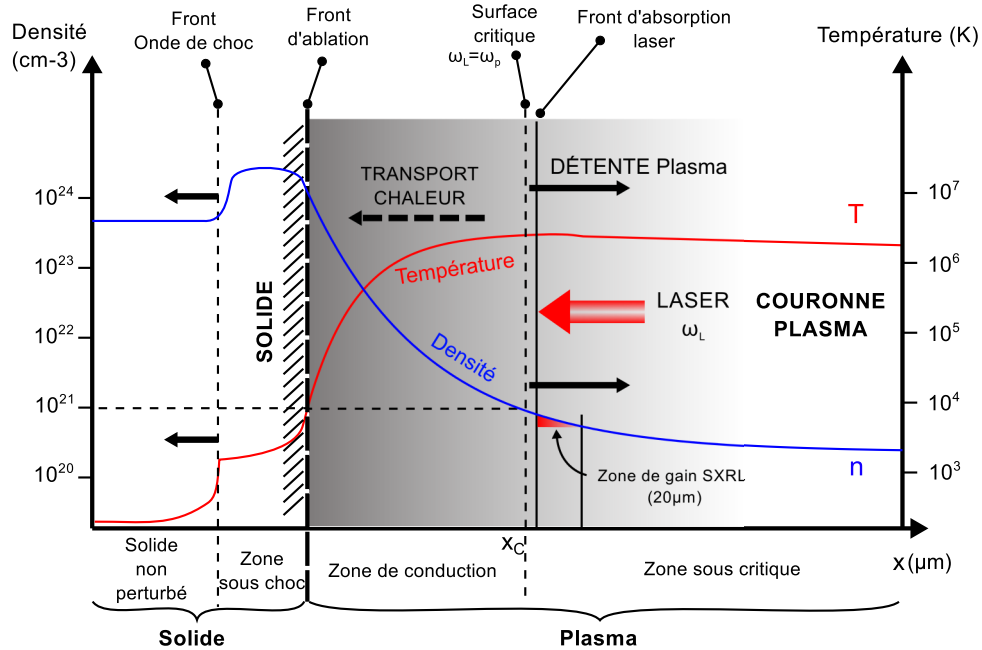


FIGURE 1.2.1 – Structure du plasma créé par l'impulsion laser de durée nanoseconde suivant l'axe de détente, orthogonal à la cible et de sens opposé à l'arrivée du laser de pompe.

### 1.2.2.1 Surface critique ( $n_e = n_c$ )

L'impulsion laser venant du vide se propage dans un plasma de plus en plus dense en se rapprochant de la cible (cf. Fig. 1.2.1), jusqu'à atteindre la zone de densité telle

que  $\omega_L = \omega_p$  qui correspond à la surface critique, à partir de laquelle l'impulsion laser ne peut plus se propager dans le plasma et va alors se réfléchir. En effet, pour  $n_e > n_c$ , le vecteur d'onde  $k_L$  du laser, répondant à la relation de dispersion 1.2.1, devient imaginaire ce qui traduit l'existence d'une onde évanescence à partir de la surface critique. La densité correspondante dite densité critique, notée  $n_c$ , est donnée par la relation 1.2.3 :

$$n_c = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_L^2}{e^2} \quad (1.2.4)$$

qui s'exprime numériquement comme suit :

$$n_c [\text{cm}^{-3}] \simeq \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda^2 [\mu\text{m}]} \quad (1.2.5)$$

Pour un système laser Ti :Sa, fonctionnant autour d'une longueur d'onde  $\lambda$  de 800 nm, comme celui de LASERIX, la densité critique est de l'ordre de  $n_c \simeq 1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

### 1.2.2.2 Zone sous dense ( $n_e < n_c$ ) – Absorption de l'énergie laser

C'est dans cette zone - la plus éloignée de la cible - que s'effectue l'absorption de l'impulsion laser, essentiellement par effet Bremsstrahlung inverse (BI), également appelé absorption collisionnelle.

Le processus Bremsstrahlung<sup>4</sup> correspond au rayonnement généré lors de l'interaction coulombienne d'un électron libre avec un atome ou un ion :

$$e^-(E) + \text{ion} \rightarrow e^-(E - \delta E) + \hbar\omega + \text{ion} \quad (1.2.6)$$

où  $\hbar\omega$  est l'énergie du photon qui correspond à la perte d'énergie  $\delta E$  de l'électron qui interagit avec l'ion.

Le Bremsstrahlung inverse est quant à lui un processus à trois corps qui résulte des collisions inélastiques photons-électrons en présence d'un ion :

$$e^-(E) + \text{ion} + \hbar\omega \rightarrow e^-(E + \delta E) + \text{ion} \quad (1.2.7)$$

où  $\hbar\omega$  correspond à l'énergie  $\delta E$  du photon de l'impulsion laser absorbé par l'électron. Les électrons ainsi accélérés entrent en collision avec les autres électrons libres du plasma et cèdent une partie de leur énergie cinétique. La succession de collisions électron-électron conduit alors à l'augmentation de l'énergie thermique du plasma : c'est la thermalisation. L'énergie du laser se retrouve donc convertie en énergie thermique électronique à partir de l'énergie cohérente d'oscillation acquise lors du processus de Bremsstrahlung inverse (cf. fig. 1.2.2).

Ce phénomène se produit préférentiellement dans un régime collisionnel valable lorsque l'intensité de l'impulsion de pompe respecte la loi d'échelle suivante [Azteni 01] :

$$\frac{I}{10^{14}} [\text{W.cm}^{-2}] \cdot \lambda_{IR}^2 [\mu\text{m}] \leq 1 \quad (1.2.8)$$

---

4. En français, « rayonnement de freinage »



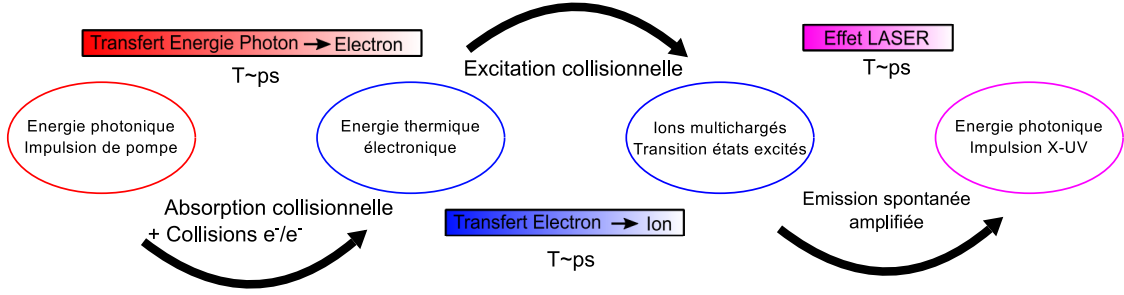


FIGURE 1.2.2 – Schéma des étapes de la conversion de l'énergie de pompe IR en énergie laser X-UV

L'intensité laser doit rester inférieure à un paramètre proportionnel à la densité critique (éq. 1.2.4) pour que la fréquence des collisions électron-électron ( $\nu_{e,e} \propto v_{th,e}^{-3}$ ) reste suffisamment importante pour établir une distribution maxwellienne des vitesses électroniques, garantes d'une bonne thermalisation [Langdon 80]. Pour une chaîne laser Ti :Sa ( $0.8 \mu\text{m}$ ), cela correspond typiquement à des impulsions laser d'intensités maximales de quelques  $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ . D'autres phénomènes peuvent à haute intensité être à l'origine de pertes d'énergies comme la diffusion Brillouin, la rétrodiffusion Raman ou l'absorption résonante au voisinage de la densité critique.

L'énergie absorbée est transférée par conduction électronique vers les zones moins denses du plasma, qui en constituent la « couronne ».

### 1.2.2.3 Zone de conduction ( $n_e > n_c$ )

La zone dite de conduction, étant inaccessible à l'impulsion laser à l'épaisseur de peau près, reçoit une partie de l'énergie absorbée par le plasma via des phénomènes de transports thermiques dont le transfert radiatif et la conduction électronique en provenance de la zone sous-critique. Ce dernier est majoritaire et crée un flux de chaleur s'écrivant de la façon suivante :

$$Q = -\kappa \nabla T \quad (1.2.9)$$

où  $\kappa \propto n_e T^{\frac{5}{2}}$  représente la conductivité thermique du milieu et  $\nabla T$  le gradient de température de la zone considérée. L'énergie transférée vers la cible contribue à son ablation qui à son tour alimente le plasma. Les gradients de températures étant relativement faibles dans la couronne du plasma, le flux de chaleur est plus élevé vers la cible :

$$\kappa \nabla T(x > x_c) \approx \frac{1}{3} \kappa \nabla T(x < x_c) \quad (1.2.10)$$

où  $x_c$  correspond à la position de la surface critique suivant l'axe orthogonal à la surface de la cible. La détente du plasma chauffé par conduction crée par réaction une force qui tend à comprimer la matière en amont du front d'ablation. Cette zone soumise à haute pression est communément appelée zone *sous choc*.

L'énergie du laser de pompe est ainsi déposée dans le plasma et se retrouve stockée essentiellement sous forme d'énergie cinétique électronique. Cette énergie devra se convertir en inversion de population afin de produire le laser X-UV.

### 1.2.3 Ions multichargés lasants

Plusieurs schémas de pompage permettant de produire une inversion de population dans la population ionique d'un plasma laser ont été proposés et démontrés. Le plus efficace et le plus utilisé jusqu'à maintenant est le pompage par excitation collisionnelle des ions du plasma. Parmi eux, les ions multi-chargés à sous couche externe fermée peuvent devenir majoritaires pour certaines gammes de température, grâce à leur plus grande résistance à l'ionisation par collision électronique.

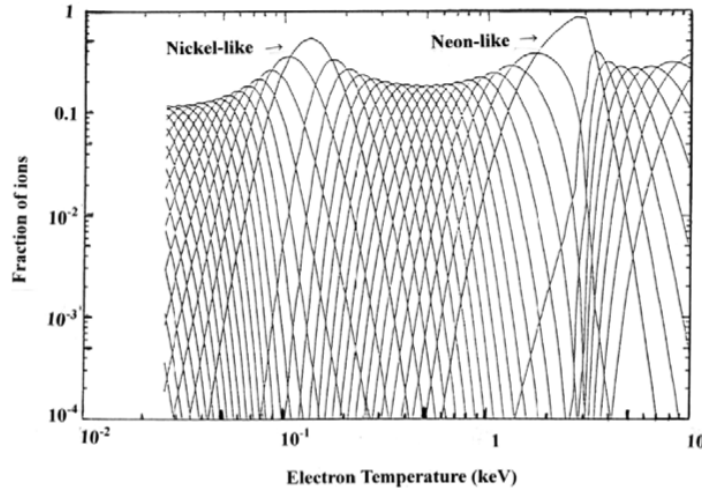


FIGURE 1.2.3 – Abondance des ions néonoïdes et nickeloides en fonction de la température électronique. [Daido 02]

Dans le cas de l'excitation collisionnelle, les deux ions les plus utilisés sont ceux de la séquence iso-électronique du néon (10 électrons) dits néonoïdes (*Ne-like*) et ceux de la séquence du nickel (28 électrons) dits nickeloides (*Ni-like*). La figure 1.2.3 illustre bien la grande stabilité de ces ions sur une large plage de température électronique, ce qui en fait de parfaits candidats pour la génération du gain.

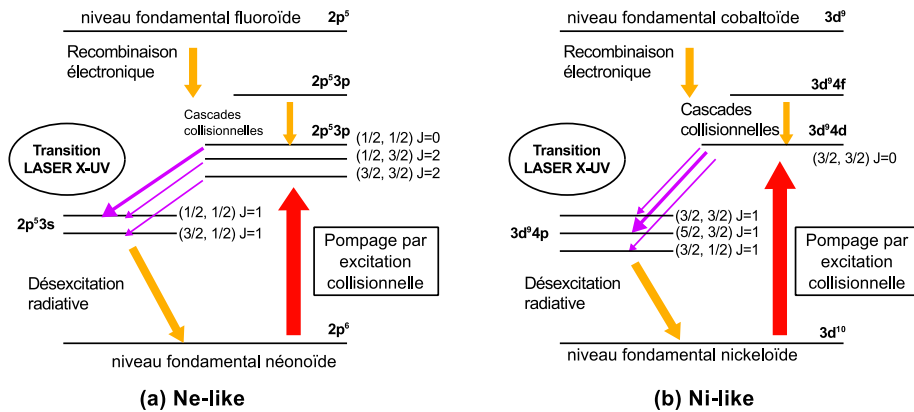


FIGURE 1.2.4 – Schéma des niveaux d'énergie et des transitions électroniques pour (a) les ions néonoïdes (b) les ions nickeloides. La transition laser apparaît respectivement entre les niveaux  $3p-3s$  et  $4d-4p$ .

Le fonctionnement du laser X-UV peut être assimilé à un système laser à trois niveaux comme illustré sur la figure 1.2.4 pour les ions néonoïdes et nickeloïdes en régime collisionnel, respectivement sur la transition  $3p-3s$  (Ne-like) et  $4d-4p$  (Ni-like). Les électrons du niveau fondamental de l'ion multi-chargé sont excités par collisions avec les électrons libres du plasma vers un état métastable<sup>5</sup> correspondant au niveau supérieur de la transition laser. Alors que la désexcitation de ce niveau vers l'état fondamental est interdite, la désexcitation du niveau inférieur de la transition laser est très rapide et renforce l'inversion de population.

Le peuplement de l'état excité par excitation collisionnelle peut avoir lieu si l'énergie moyenne des électrons libres du plasma est de l'ordre de celle de la transition entre le fondamental et l'état excité, ce qui implique une température électronique relativement élevée. Dans le cas de l'argent (Ni-like) et du titane (Ne-like), l'énergie doit être respectivement de 400 eV et 500 eV au minimum.

Le taux d'excitation collisionnelle électronique moyen noté  $\langle \sigma v \rangle$  peut s'écrire :

$$\langle \sigma v \rangle \propto \frac{n_e}{\sqrt{k_B T_e}} e^{-\frac{\Delta E_{exc}}{k_B T_e}} \quad (1.2.11)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T_e$  la température électronique,  $n_e$  la densité électronique,  $\Delta E_{exc}$  la différence d'énergie entre le niveau supérieur et le fondamental. On remarque tout d'abord que le taux est d'autant plus élevé que la densité électronique est importante. Le pompage des ions sera donc plus efficace dans les zones denses du plasma, au voisinage de la densité critique (cf. Fig 1.2.1). Ensuite, l'excitation collisionnelle augmente avec la température et atteint son maximum pour  $k_B T_e \approx 2\Delta E_{exc}$ . Cette température peut être atteinte dans un temps très court, avec des impulsions lasers de durée de l'ordre de la picoseconde.

À l'équilibre thermodynamique local (ETL), l'état d'ionisation moyen  $Z^*$  peut être estimé à l'aide de la formule suivante [Colombant 73] :

$$Z^* \approx \frac{2}{3} (Z \cdot T_e [eV])^{1/3} \quad (1.2.12)$$

où  $Z$  est le numéro atomique de l'atome considéré. Dans le cas de matériau comme le Molybdène ( $Z = 42$ ) ou l'Argent ( $Z = 47$ ), on obtient respectivement  $Z^* \approx 20$  et  $Z^* \approx 24$ , pour une température électronique de 650 et 800 eV. Pour des températures qui maximisent l'excitation collisionnelle suivant la formule 1.2.11, l'état d'ionisation du plasma est éloigné des états lasants respectifs Ni-like ( $Z^* = 14$ ) et Ne-like ( $Z^* = 19$ ) réduisant alors significativement la part d'émetteurs laser potentiels. Par conséquent, le laser X-UV ne peut pas être généré dans un plasma à l'équilibre ionique. Ce problème tend à disparaître lorsque l'on s'éloigne de l'ETL, c'est-à-dire lorsque la durée de l'interaction laser plasma devient plus courte.

---

5. La désexcitation radiative du niveau supérieur vers le fondamental est interdite à cause des moments angulaires respectifs non compatibles.  $\Delta J \neq 0$  ou 1

### 1.2.4 Equations cinétiques : du régime stationnaire au régime transitoire

Le laser étant par essence un phénomène hors équilibre, il convient de tenir compte de la cinétique de la population des niveaux électroniques ionique. L'équation cinétique qui régit l'évolution de la population  $N_{kZ^*}$  du  $k$ -ième niveau électronique de l'ion de charge  $Z^*$  peut s'écrire sous la forme suivante [Afanas'ev 89] :

$$\frac{dN_{kZ^*}}{dt} = \sum_i N_{iZ^*} \Gamma_{ik} - N_{kZ} \sum_i \Gamma_{ki} + R_{kZ^{*+}} - R_{kZ^{*-}} \quad (1.2.13)$$

où le taux  $\Gamma_{ik}$  ( $\Gamma_{ki}$ ) est la probabilité de transition d'un électron du niveau  $i$  ( $k$ ) vers le niveau considéré  $k$  ( $i$ ). Ces deux paramètres représentent la somme des différents processus qui peuplent ou dépeuplent le niveau  $k$  que sont l'excitation et la désexcitation collisionnelle, ainsi que la désexcitation radiative. Les termes  $R_{kZ^{*+}}$  et  $R_{kZ^{*-}}$  rendent compte du taux de peuplement ou dépeuplement par recombinaison ou ionisation (principalement d'origine collisionnelle) du niveau  $k$  des autres états d'ionisation. Ils dépendent des fractions ioniques  $\alpha_{Z^*}$  définies comme suit :

$$\alpha_{Z^*} = \frac{\sum_k N_{kZ^*}}{\sum_k \sum_Z N_{kZ}} \quad (1.2.14)$$

Étant donné que l'excitation collisionnelle et la désexcitation sont les processus les plus probables devant l'ionisation et la recombinaison, nous pouvons simplifier l'équation 1.2.13 en distinguant d'une part les transitions entre les niveaux électroniques ayant lieu au sein du même ion et d'autre part l'évolution du degré d'ionisation du plasma. Nous obtenons alors le couple d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{dN_{kZ^*}}{dt} = \sum_i N_{iZ^*} \Gamma_{ik} - N_{kZ} \sum_i \Gamma_{ki} \\ \frac{d\alpha_{Z^*}}{dt} = n_e \left[ \alpha_{Z^*-1} C_{Z^*-1}^I + \alpha_{Z^*+1} C_{Z^*+1}^R - \alpha_{Z^*} (C_{Z^*}^I + C_{Z^*}^R) \right] \end{cases} \quad (1.2.15)$$

où  $C_{Z^*}^I$  et  $C_{Z^*}^R$  sont respectivement les taux d'ionisation et recombinaison de l'ion de degré  $Z^*$  et  $n_e$  la densité électronique.

Les différents taux intervenant dans les équations cinétiques des populations électroniques et des fractions ioniques dépendent du degré d'ionisation  $Z^*$  et des propriétés du plasma que sont la température électronique  $T_e$  et la densité électronique  $n_e$ . Ces paramètres sont décrits par les équations hydrodynamiques du plasma. La résolution de ce système d'équation étant relativement complexe, nous pouvons définir trois temps caractéristiques du système pour effectuer une approximation sur les cas limites du système :

- $\tau_p$  : temps caractéristique hydrodynamique du plasma. Il correspond au temps d'évolution des grandeurs hydrodynamiques du plasma telles que la température électronique ou la densité électronique, nécessaire pour générer un gain laser. Ce temps dépend directement des paramètres de l'impulsion de pompe et notamment de sa durée  $\tau_L$ .
- $\tau_i$  : temps caractéristique des processus d'ionisation avant qu'un nouvel équilibre des fractions ioniques  $\alpha_Z$  s'établisse.

- $\tau_r$  : temps caractéristique de relaxation des niveaux électroniques excités. On a  $\tau_r \sim \frac{1}{A} \sim 10$  ps, où  $A$  correspond au coefficient d'Einstein d'émission spontanée.

Suivant les paramètres de l'impulsion de pompe, le temps caractéristique d'évolution  $\tau_p$  prend différentes valeurs. On peut alors distinguer trois différents régimes lors de l'interaction laser-plasma :

**1- Le régime stationnaire** :  $\frac{d\alpha_{Z^*}}{dt} = 0$  et  $\frac{dN_{kZ^*}}{dt} = 0$

La durée de l'impulsion laser  $\tau_L$  est telle que l'évolution hydrodynamique du plasma a lieu sur des échelles de temps plus longues que le temps des processus d'ionisation ou de relaxation des populations :  $\tau_p \gg (\tau_i, \tau_r)$ . En conséquence, un équilibre dans l'évolution des populations électroniques des ions et des fractions ioniques est établi. Aucun laser X-UV ne peut fonctionner dans ce régime à cause d'une température électronique trop faible.

**2- Le régime dit quasi stationnaire (ou QSS<sup>6</sup>)** :  $\frac{d\alpha_{Z^*}}{dt} \neq 0$  et  $\frac{dN_{kZ^*}}{dt} = 0$

Cette approximation est utilisée lorsque l'évolution hydrodynamique du plasma s'effectue sur une échelle de temps plus courte que celle nécessaire à l'obtention de l'équilibre ionique. Néanmoins, les populations électroniques de chaque ion demeurent inchangées, les transitions se faisant de façon adiabatique avec le changement d'état d'ionisation. On a donc l'inégalité suivante :  $\tau_i > \tau_p > \tau_r$ . Dans ces conditions, un gain laser de durée comparable au temps de vie du plasma peut être réalisé c'est à dire avant qu'un équilibre des espèces ioniques ait lieu.

**3- Le régime dit transitoire (ou TCE<sup>7</sup>)** :  $\frac{d\alpha_{Z^*}}{dt} \neq 0$  et  $\frac{dN_{kZ^*}}{dt} \neq 0$

Ce régime est atteint lorsque les paramètres hydrodynamiques du plasma augmentent très rapidement par rapport aux fractions ioniques et deviennent comparables au temps de relaxation des populations électroniques ( $\tau_i > \tau_r \gtrsim \tau_p$ ). Dans ces conditions, le système est entièrement hors équilibre. Le taux de peuplement de chaque niveau peut être différencié. En outre, la température électronique nécessaire pour obtenir des taux d'excitation importants est très rapidement atteinte et le délai avant d'obtenir un nouvel équilibre ionique est suffisant pour générer une inversion de population transitoirement très importante. La première description théorique de ce régime fut réalisée en 1989 par Afanas'ev et Shlyaptsev [Afanas'ev 89]. Les simulations prédisent un gain laser supérieur d'un ordre de grandeur au régime QSS. La durée du gain est cependant beaucoup plus courte du fait du caractère transitoire de l'inversion de population et de la surionisation rapide du plasma.

### 1.2.5 Amplification du rayonnement X-UV

La durée de vie du gain laser étant de très courte durée - typiquement entre quelques ps en TCE et 1 ns en QSS - l'utilisation d'une cavité pour effectuer un grand nombre d'allers retours dans le plasma n'est pas concevable. De plus, les optiques

---

6. acronyme anglais pour *Quasi Steady-State*

7. acronyme anglais pour *Transient Collisional Excitation*

traitées pour le domaine X-UV ont un taux de réflectivité modéré [Morlens 06] qui peut être rapidement dégradé par le dépôt d'une couche métallique issue du plasma laser. Seule l'utilisation d'une demi-cavité a été démontrée [Carillon 92] en régime QSS (§ 1.3.2.2) où le gain laser est relativement long (0.1-1 ns). Les lasers X-UV collisionnels créés par laser sont donc basés sur l'amplification de l'émission spontanée dans une colonne de plasma (cf. fig. 1.2.5) produite par la focalisation de l'impulsion laser sur une ligne à la surface d'une cible solide.

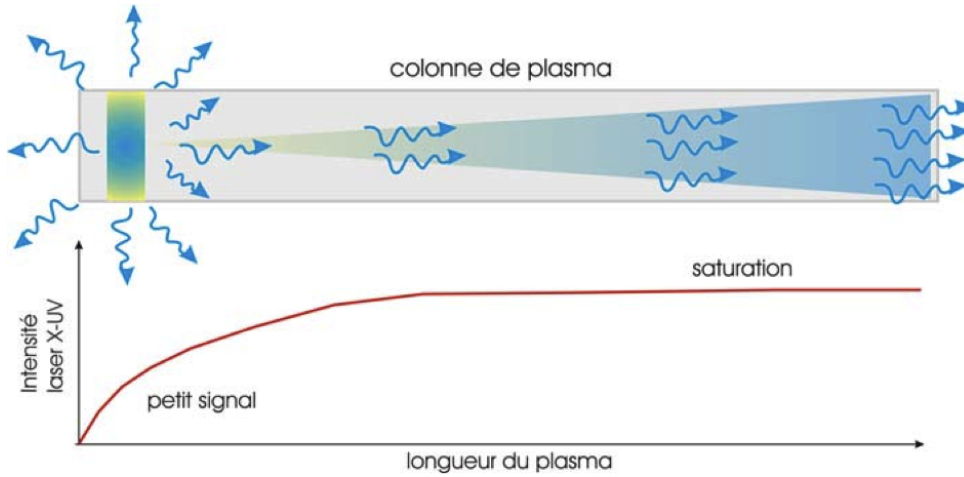


FIGURE 1.2.5 – Représentation du principe de l'amplification de l'émission spontanée par émission stimulée (ASE). L'amplification est initiée par une émission spontanée isotropique au début de la colonne puis s'effectue le long de celle-ci par émission stimulée. La courbe d'évolution de l'intensité X-UV (en échelle log) illustre les différents régimes d'amplification, caractérisé tout d'abord par une croissance exponentielle (gain petit signal) puis par une croissance linéaire qui traduit la saturation du gain.

### 1.2.5.1 Description du modèle d'amplification de l'émission spontanée

Le milieu amplificateur peut être caractérisé par son émissivité  $j(\nu)$  et son coefficient de gain linéique  $g(\nu)$  autour de la longueur d'onde laser. Les densités de population des niveaux supérieur et inférieur de la transition sont ici notées respectivement  $N_2$  et  $N_1$ . L'émissivité correspond à la densité spectrale d'énergie rayonnée par émission spontanée par unité de volume, de temps et de fréquence ( $\text{W.cm}^{-3}.\text{Hz}^{-1}$ ). Elle s'écrit de la façon suivante :

$$j(\nu) = N_2 h \nu A_{21}(\nu) \quad (1.2.16)$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $A_{21}(\nu)$  la probabilité d'émission spontanée de l'état supérieur (2) vers l'état inférieur (1) dans l'intervalle de fréquence  $[\nu, \nu + d\nu]$  pouvant s'écrire sous la forme suivante :

$$A_{21}(\nu) = A_{21} \cdot \phi(\nu) \quad (1.2.17)$$

$$\text{avec } \int_0^{+\infty} \phi(\nu) d\nu = 1$$

où  $A_{21}$  correspond au coefficient d'Einstein [Einstein 17] qui traduit la probabilité d'émission spontanée du niveau supérieur vers le niveau inférieur par unité de temps, et  $\phi(\nu)$  le profil spectral normalisé de l'émission du milieu.

L'inversion de population notée  $\Delta N$  est définie comme la différence de population entre le niveau supérieur et inférieur de la transition :

$$\Delta N = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \quad (1.2.18)$$

où  $g_1$  et  $g_2$  représentent les poids statistiques des niveaux 1 et 2. Lorsque la condition d'inversion de population est remplie ( $\Delta N > 0 \iff N_2 > \frac{g_2}{g_1} N_1$ ), le coefficient de gain  $g(\nu)$  par unité de longueur dans l'intervalle  $[\nu, \nu + d\nu]$  est positif et s'écrit comme suit :

$$g(\nu) = (N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1) \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} A_{21}(\nu) = \Delta N \cdot \sigma_{st}(\nu) \quad (1.2.19)$$

où  $\nu_0$  est la fréquence centrale du profil de la raie et  $\sigma_{st}(\nu)$  la section efficace d'émission stimulée dans l'intervalle de fréquence  $[\nu, \nu + d\nu]$ .

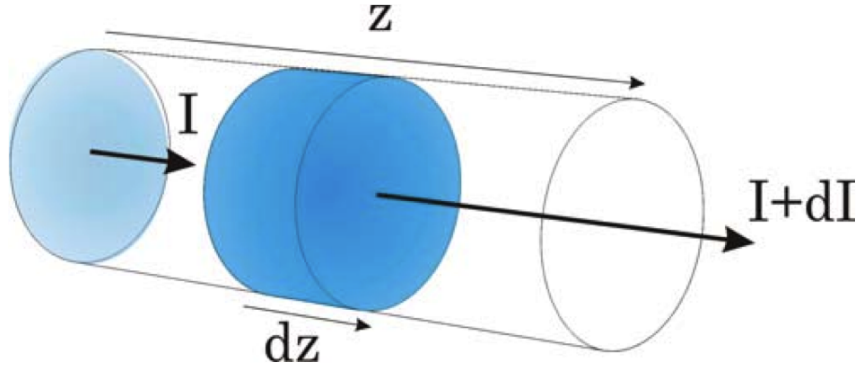


FIGURE 1.2.6 – Schéma représentatif du modèle d'amplification X-UV. Un volume cylindrique  $dV$  sur une longueur  $dz$ .

La figure 1.2.6 illustre le principe du calcul du transfert radiatif dans le cas d'un élément de plasma homogène et stationnaire de volume cylindrique  $dV$  et de longueur  $dz$ . Ce modèle tient compte uniquement de l'émission dans la direction  $z$  et néglige les effets de réfraction (§. 1.2.5.2) subits par les photons se propageant dans un plasma dont la densité est inhomogène.

Avec les notations de la figure 1.2.6, la variation de l'intensité laser  $dI_\nu$  à travers un élément  $dz$ , s'écrit comme suit :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = j(\nu) + g(\nu) \cdot I_\nu \quad (1.2.20)$$

L'intégration de cette équation permet d'obtenir l'intensité  $I_\nu$  après traversée d'une longueur  $L$  de la colonne de plasma à la fréquence d'émission  $\nu$  :

$$I(\nu, L) = \frac{j(\nu)}{g(\nu)} (e^{g(\nu) \cdot L} - 1) \quad (1.2.21)$$

Cette relation montre que dans le cas d'un gain positif, l'intensité laser augmente avec la longueur de façon exponentielle.

Les largeurs spectrales des transitions considérées étant inférieures de plusieurs ordres de grandeur à la fréquence du rayonnement émis,  $\nu$  est équivalent à la fréquence centrale d'émission  $\nu_0$ . L'expression précédente devient alors :

$$I(\nu, L) = \frac{j_0}{g_0} (e^{g_0 \cdot L} - 1) \quad (1.2.22)$$

où  $j_0$  et  $g_0$  sont respectivement l'émissivité et le gain au centre de la raie laser.

Dans le cas d'un profil d'émission spectrale gaussien, et pour des produits  $g(\nu) \cdot L \gg 1$ , l'intensité après amplification peut être exprimée en fonction de la longueur de colonne par la formule de Linford ([Linford 74, Tommasini 00]) :

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \Delta\nu \frac{j_0}{g_0} \frac{(e^{g_0 L} - 1)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{g_0 L \cdot e^{g_0 L}}}$$

où  $\Delta\nu$  représente la largeur spectrale du profil d'émission à mi-hauteur. Cette expression de l'intensité est valable dans l'approximation de l'amplification dite « petit signal », pour laquelle les populations  $N_1$  et  $N_2$  ne pas perturbées par l'intensité laser. A partir d'un certain niveau d'amplification, l'émission stimulée modifie notablement l'inversion de population. L'amplification rentre alors dans un régime dit de « saturation ».

### Régime de saturation

Lorsque le nombre de photons traversant le milieu à gain excède le taux d'inversion de population disponible, le gain atteint le régime de saturation. L'inversion de population va donc diminuer. Introduisons l'intensité de saturation  $I_{sat}$  pour laquelle l'inversion de population (ou le gain) est diminuée de moitié par rapport au régime petit signal. Nous pouvons alors exprimer l'inversion de population comme suit :

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{\Delta N_0}{1 + \frac{\bar{I}}{I_{sat}}} \quad (1.2.23)$$

où  $\Delta N_0$  exprime la différence de population dans le régime « petit signal », c'est-à-dire pour lequel l'inversion de population n'est pas perturbée par l'intensité traversant le milieu.  $\bar{I}$  correspond l'intensité moyennée sur le profil spectral et  $I_{sat}$  l'intensité de saturation qui s'exprime comme suit :

$$I_{sat} = \frac{h\nu_0}{\sigma_{st}(\nu_0)\tau_r} \quad (1.2.24)$$

où  $h\nu_0$  est l'énergie du photon laser X-UV,  $\sigma_{st}(\nu_0)$  la section efficace de l'émission stimulée à la longueur d'onde centrale et  $\tau_r$  le temps de recouvrement du gain qui dépend des taux de dépeuplement du niveau supérieur de la transition :  $\tau_r =$



$\frac{1}{A_{21}+D_2}$  où  $D_2$  représente les processus de désexcitation du niveau supérieur autres que l'émission spontanée et stimulée. Pour le laser X-UV, l'intensité de saturation se situe autour de  $10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$  et le taux de recouvrement a été mesuré à 3 ps par Li *et al.*

Sachant que  $g(\nu) = \sigma_{st}(\nu)\Delta N$  (éq. 1.2.19), le coefficient de gain peut également s'exprimer en fonction de l'intensité de saturation :

$$g(\nu) = \frac{g_0(\nu)}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (1.2.25)$$

Il est habituellement considéré que le régime de saturation est atteint quand le produit gain-longueur vaut 15. Comme pour les lasers usuels, le régime de saturation permet d'extraire efficacement l'énergie du milieu tout en réduisant la fluctuation tir à tir de l'énergie X-UV. Cette formule de saturation du gain n'est valable que dans les conditions suivantes :

- Equilibre des populations  $N_1$  et  $N_2$  ( $\frac{dN_i}{Dt} = 0$ ).
- Profil spectral centré sur la même fréquence et identique pour chaque ion.

### 1.2.5.2 Propagation du faisceau X-UV : réfraction dans la zone de gain

La structure typique d'un plasma créé par une impulsion laser a été présentée au début du chapitre (§. 1.2.2). La zone de gain X-UV est située au voisinage de la zone efficace d'absorption de l'impulsion de pompe, c'est à dire pour des densités proches de la densité critique. Dans les régions denses du plasma, les gradients électroniques peuvent atteindre des valeurs très élevées qui ont pour effet de réfracter le faisceau X-UV (de quelques milliradians) hors des zones denses et donc hors de la zone de gain. La longueur effective du milieu à gain est par conséquent réduite.

Pour rendre compte de l'effet d'un gradient de densité électronique transverse  $\nabla_{\perp} n_e$ , on se propose de caractériser la déviation d'un rayon émis en début de colonne de plasma dans la zone de gain et d'étudier sa trajectoire dans le plan normal à la cible ( $Oxz$ ) (cf. Fig. 1.2.7). La trajectoire d'un rayon se propageant dans un milieu inhomogène d'indice de réfraction  $n(\mathbf{r})$  est décrite par l'équation dite *eikonale* :

$$\frac{d}{ds} \left( n \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla_{\perp} n(\mathbf{r}) \quad (1.2.26)$$

où  $\mathbf{r}(x, z)$  est le vecteur position, et  $s$  l'abscisse curviligne définie par  $s^2 = x^2 + z^2$

De plus, l'indice de réfraction  $n(\mathbf{r})$  du plasma à la position  $\mathbf{r}$  peut s'écrire d'après les équations 1.2.2 et 1.2.4 en fonction de la densité électronique  $n_e(\mathbf{r})$  :

$$n(\mathbf{r}) = \sqrt{1 - \frac{n_e(\mathbf{r})}{n_c}} \approx 1 - \frac{n_e(\mathbf{r})}{2n_c} \quad (1.2.27)$$

L'approximation est faite pour des rapports  $\frac{n_e(\mathbf{r})}{n_c} \ll 1$ , ce qui est valable dans les zones de gains des lasers X-UV qui se situent typiquement aux alentours de  $10^{20} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  pour une densité critique X-UV autour de  $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ . En considérant que le faisceau satisfait à une approximation paraxiale le long de l'axe de propagation

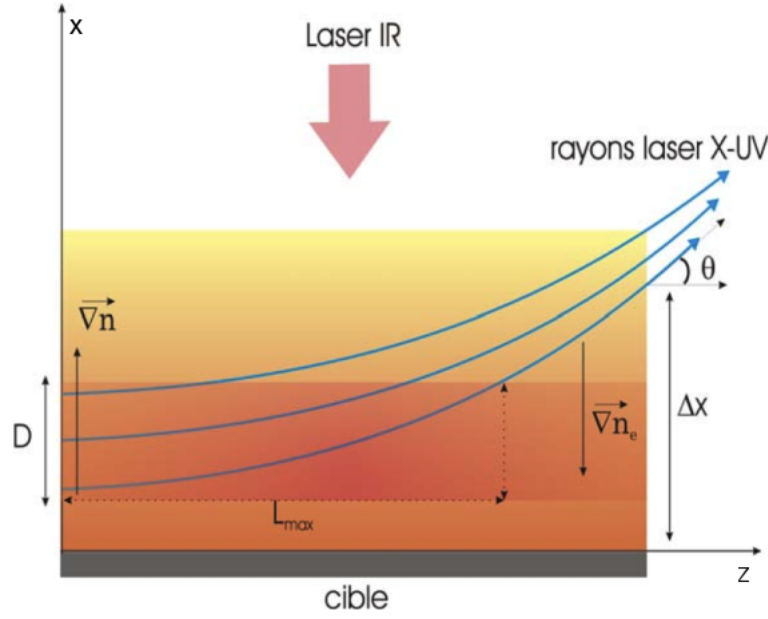


FIGURE 1.2.7 – Réfraction et propagation d'un rayon X-UV dans un plasma présentant un fort gradient de densité électronique représenté suivant un plan orthogonal à la surface à la cible (Oxz). Les photons qui se propagent à l'entrée d'une colonne de plasma qui présentent un gradient  $\nabla n_e$  subissent une déviation d'angle  $\theta$  après une longueur  $L_{max}$  dans un volume de plasma de diamètre  $D$  (zone de gain).

$z$  ( $\frac{d}{ds} \sim \frac{d}{dz}$ ) et que le profil de densité est homogène suivant ce même axe ( $\nabla_{\perp} n(\mathbf{r}) = \frac{dn(r)}{dx}$ ), l'équation 1.2.26 se simplifie :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{dn(r)}{dx} = -\frac{1}{2n_c} \cdot \frac{dn_e(r)}{dx} \quad (1.2.28)$$

où  $r$  est simplement la distance du photon à la cible.

Cette équation est valable quelque soit le profil de densité électronique du plasma [Fill 97]. Bien que celui ci s'apparente à une décroissance exponentielle à partir de la cible, une approximation linéaire du profil de densité peut y être effectué au voisinage de la zone de gain (quelques dizaines de micromètres) pour estimer la longueur effective, longueur pour laquelle le photon X-UV « voit » le gain. Le profil de densité peut alors s'écrire comme suit :

$$n_e(x) = n_{e,0} \cdot \left(1 - \frac{x}{l}\right) \quad (1.2.29)$$

où  $n_{e,0}$  est la densité en  $x = 0$  et  $l$  représente la longueur caractéristique du plasma suivant l'axe de détente  $x$  c'est à dire la distance au bout de laquelle la densité électronique est considérée comme nulle. En injectant ce terme dans l'équation précédente, elle devient :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{n_{e,0}}{2n_c l} \quad (1.2.30)$$

Par intégration, nous obtenons la position par rapport à la cible qui décrit une parabole telle que :

$$r(z) = r_0 + \frac{n_{e,0}}{4n_c l} z^2 \quad (1.2.31)$$

où  $r_0$  correspond à la position pour laquelle  $\frac{dr}{dz} = 0$ , qui correspond simplement au point de rebroussement du rayon vers la couronne du plasma. La longueur effective de la cible définie comme étant la longueur maximale  $L_{max}$  que parcourt le faisceau dans une zone de gain de diamètre  $D$  selon l'équation 1.2.31 s'écrit alors :

$$L_{max} \approx 2 \sqrt{\frac{n_c}{n_{e,0}}} l D$$

Cette longueur est inversement proportionnelle au gradient de densité ( $\frac{n_{e,0}}{l}$ ) et diminue avec la longueur d'onde du laser ( $n_c \propto 1/\lambda^2$ ).

De nombreux codes de « tracés de rayons » proviennent de ce modèle et ont permis une meilleure compréhension des phénomènes intervenant dans la génération du laser X-UV. Nous verrons dans la suite du manuscrit que le gradient de densité électronique du plasma est un paramètre clé pour l'optimisation de l'énergie de sortie du laser X-UV.

### 1.3 Etat de l'art : les différents lasers X-UV collisionnels

Dans cette partie, nous présentons l'état de l'art des différents lasers X-UV démontrés. Rappelons qu'à ce jour, seul le schéma d'excitation collisionnelle électronique a permis d'obtenir la saturation, d'autres schémas comme la recombinaison restent peu développés. Ces techniques se distinguent par le mode de production du plasma (par laser ou décharge électrique).

Les premiers lasers X-UV collisionnels fonctionnaient avec des impulsions de pompe nanoseconde ou sub-nanoseconde, ce qui permettait de générer un gain laser avant qu'un équilibre des différentes fractions ioniques n'ait lieu (régime QSS). Plus tard, l'avènement des lasers CPA a permis d'obtenir des durées d'impulsions pouvant atteindre le régime picoseconde, capables de chauffer le plasma à une température très élevée - propice à un taux d'excitation maximale - sur une échelle de temps inférieure à celle de l'évolution de l'état d'ionisation du plasma, mais aussi au temps de relaxation des niveaux électroniques excités.

Pour obtenir à la fois une fraction d'ions lasants et une température électronique élevée, la création du plasma doit être découplée du processus de chauffage des électrons. Cette idée fut expérimentée pour la première fois en 1997 par Nickles *et al.* [Nickles 97]. Dans leur expérience, une impulsion longue (1.5 ns) crée initialement un plasma de titane comportant une large portion d'ions lasants néonoïdes. Après quelques centaines de picosecondes, une impulsion comprimée à 700 fs engendre un chauffage brutal des électrons ayant pour conséquence de maximiser le taux d'excitation collisionnelle (défini à l'éq. 1.2.11) tout en gardant une portion d'ions lasants importante. Un gain laser transitoire très élevé - supérieur d'un facteur 10 à ceux

obtenus en régime QSS - est alors généré sur une fenêtre temporelle d'une dizaine de picosecondes : c'est le régime d'excitation collisionnelle transitoire (*TCE*<sup>8</sup>). La durée du gain inférieure à celle obtenue en QSS s'explique en partie par une sur-ionisation plus rapide qui provoque une chute brutale de la fraction d'ions lasants.

Les intensités de pompage restant proches de  $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ , l'énergie des impulsions est réduite d'environ deux ordres de grandeur par rapport au régime quasi-stationnaire, correspondant à quelques joules de pompage pour des durées d'impulsions de l'ordre de quelques picosecondes.

### 1.3.1 Laser X-UV par décharge capillaire

Démontré pour la première fois en 1994 par l'équipe de Rocca à l'université du Colorado [Rocca 94], ce schéma consiste à générer le plasma amplificateur à partir d'une décharge électrique dans un capillaire de gaz de quelques dizaines de centimètres de long pour quelques millimètres de diamètre. Le gaz (mélange d'argon et d'hydrogène) est initialement ionisé par une décharge milliseconde d'une dizaine d'ampères. Une deuxième décharge beaucoup plus intense de 40 kA ayant un temps de montée de 20 ns provoque une compression du plasma (*z-pinch*) sur une colonne d'environ 500  $\mu\text{m}$  de diamètre qui contient les ions lasants. Les impulsions X-UV sont produites par excitation collisionnelle des ions lasants (Ne-like) en régime quasi-stationnaire et atteignent des énergies de l'ordre du milliJoule pour des durées de 1.2 ns. Malgré des gains linéiques relativement faibles ( $g=1.5 \text{ cm}^{-1}$ ), les longueurs de plasma sont suffisamment étendues pour atteindre la saturation du gain.

### 1.3.2 Laser X-UV dans un plasma créé par laser

#### 1.3.2.1 Laser OFI

L'avènement des lasers ultra-intenses a également permis d'étudier un nouveau schéma de génération du laser X-UV à partir d'impulsion femtoseconde. Le laser OFI<sup>9</sup> est basé sur l'interaction d'une impulsion ultra-intense ( $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ ) et polarisée circulairement, avec une cellule de gaz. L'obtention des ions lasants est directement réalisée par ionisation tunnel des atomes du gaz par le champ laser ultra-intense. Simultanément, l'impulsion laser chauffe les électrons à une température qui engendre une inversion de population par excitation collisionnelle. Démontré expérimentalement par Lemoff *et al.* [Lemoff 95] avec des ions palladiumoïdes émettant à 41.8 nm à partir de xénon, ce schéma de génération a atteint le régime de saturation avec un gain de  $67 \text{ cm}^{-1}$  pour un produit gain-longueur de 15 [Sebban 01]. Les énergies X-UV obtenues sont relativement faibles ( $\sim 100 \text{ nJ}$ ) mais la technologie des lasers de pompe utilisés permet de profiter d'une cadence de tir élevée (10 Hz). Des développements réalisés sur le guidage de l'impulsion de pompe à l'aide d'un capillaire ont permis d'atteindre des énergies beaucoup plus élevées [Mocek 05a].

La première expérience d'injection d'harmoniques d'ordres élevés a aussi pu être réalisé à partir du laser OFI. [Zeitoun 04].

---

8. Acronyme anglais : *Transient Collisionnal Excitation*)

9. *Optical Field Ionization*

Paramètres X-UV	Valeurs
Energie ( $\mu\text{J}$ )	0.1
Durée de l'impulsion (ps)	$\sim 10$
Cadence (Hz)	$\sim 10^{-3}$
Paramètres IR	
Energie (J)	1 J
Durée	40 fs

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif des paramètres laser et des performances typiques du laser X-UV OFI

### 1.3.2.2 Pompage quasi-stationnaire (QSS)

Démontré expérimentalement pour la première fois par Matthews *et al.* en 1985 [Matthews 85], ce type de laser est réalisé sur des systèmes à grandes dimensions capables de fournir des impulsions de pompe à très haute énergie (de plusieurs centaines de Joules au kJ en régime sub-nanoseconde) comme les installations du LLNL aux Etats-Unis, de l'ILE<sup>10</sup> au Japon, du LULI<sup>11</sup> en France ou encore du PALS<sup>12</sup> en République tchèque. Traditionnellement, le laser X-UV en régime QSS est produit par la focalisation sur cible solide d'une impulsion laser de plusieurs centaines de Joules d'une durée de quelques centaines de picosecondes, en une ligne de quelques centimètres de longueur. Au cours de l'interaction, la fraction d'ions lasants et la température électronique atteignent des valeurs telles qu'une inversion de population est obtenue par excitation collisionnelle. La durée du gain est de l'ordre de la nanoseconde permettant l'utilisation d'une cible de quelques centimètres de long. C'est en 1985 que la première émission X-UV fut observée sur la transition  $3p-3s$  à partir d'ions Sélénium néonoïdes avec près de 500 J d'énergie laser. Pour réduire les énergies de pompage, des travaux d'optimisation portant sur la réfraction du laser X-UV ont permis d'améliorer le couplage de l'impulsion de pompe avec le plasma en introduisant une pré-impulsion de quelques joules d'énergie [Nilsen 93]. Un laser X-UV à gain saturé [Carillon 92] a ainsi pu être démontré avec du germanium néonoïde. Le gain de durée relativement longue a permis d'envisager l'utilisation d'une demi-cavité [Rus 02]. Dans ce cas, un miroir multicouche est placé à une dizaine de centimètres d'une extrémité de la colonne amplificatrice pour réaliser un second passage de l'impulsion X-UV à travers le plasma (cf. Fig. 1.3.1), ce qui permet d'augmenter significativement l'énergie X-UV extraite du milieu et surtout d'en améliorer la cohérence spatiale. Le laser X-UV du PALS est actuellement le laser le plus énergétique du monde : il fournit des impulsions X-UV de plusieurs millijoules d'énergie pour quelques centaines de picosecondes de durée. Il reste cependant bloqué à la raie à 21.2 nm dans le fer néonoïde. Les lasers X-UV obtenus à partir des ions nickelloïdes, ont permis de descendre en longueur d'onde d'émission. Démontré expérimentalement pour la première fois en 1987 par MacGowan sur l'euporium

---

10. Institute of Laser Engineering

11. Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses

12. Prague Asterix Laser System

nickeloïde [MacGowan 87], ce schéma a permis quelques années plus tard d'émettre à très courte longueur d'onde (3.56 nm), dans la célèbre fenêtre de l'eau. Ce domaine spectral pour lequel l'eau devient transparente, contrairement au carbone, est particulièrement intéressante pour la microscopie d'échantillons biologiques. Le gain obtenu reste cependant relativement faible ( $g=2\text{ cm}^{-1}$ ) [MacGowan 92].

Pour améliorer ce schéma, La deuxième progression notable fut l'introduction du pompage à impulsions plus courtes (autour de 100 ps) qui ont permis d'augmenter les gains X-UV grâce à une température électronique plus élevée. Le régime de saturation d'ions nickeloïdes a été démontré par Zhang *et al.* [Zhang 97] à 13.9 nm avec l'argent. Ce procédé a été étudié pour démontrer la possibilité de régénérer rapidement le milieu à gain en irradiant le plasma avec de multiples impulsions laser séparées de quelques nanosecondes. Un tel dispositif pourrait être utilisé dans une cavité X-UV complète. Dans la quête de l'amélioration de l'optimisation des gains, des impulsions toujours plus courtes ont été utilisées, ce qui a abouti à un nouveau régime : le pompage TCE.

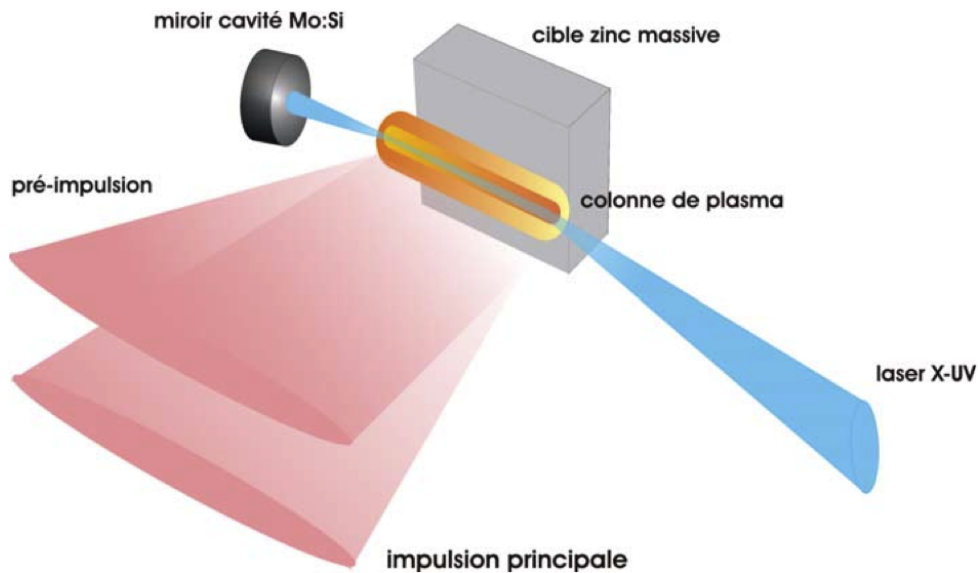


FIGURE 1.3.1 – Schéma de réalisation d'un laser X-UV en régime QSS.

Les caractéristiques de l'émission laser sont résumées dans le tableau suivant :

Paramètres SXRL	Valeurs
Energie ( $\mu\text{J}$ )	$\geq 10^3$
Durée de l'impulsion (ps)	$\sim 100$
Cadence (Hz)	$\sim 10^{-3}$
Paramètres de pompage	
Energie (J)	500
Durée de l'impulsion (ps)	$\geq 500$

TABLE 1.2 – Tableau récapitulatif des paramètres laser et des performances typiques du SXRL QSS

### 1.3.2.3 Pompage d'excitation transitoire (TCE)

Proposé par Afanas'ev et Shlyaptsev en 1989 [Afanas'ev 89], ce régime dit « transitoire » (TCE<sup>13</sup>) a été démontré expérimentalement en 1997 par Nickles *et al.* au MBI<sup>14</sup> [Nickles 97], avec des ions néonoïdes d'un plasma obtenu à partir de titane. L'amplification en régime saturé a été obtenue un peu plus tard en 1998 au sein de la même équipe [Kalachnikov 98]. Ce type de laser repose sur des chaînes laser de plusieurs joules d'énergie en régime picoseconde ou sub-picoseconde. La génération du laser X-UV est réalisée en deux temps : Une première impulsion (100 ps–1 ns) interagit avec la cible solide pour créer un plasma contenant une large proportion d'ions lasants. Après un retard de quelques centaines de picosecondes, une impulsion de courte durée (quelques ps) interagit avec le plasma en expansion et provoque un chauffage brutal des électrons libres ce qui engendre par collisions électron-ion du plasma une inversion de population dans le domaine spectral X-UV.

Cependant, le gain transitoire ayant lieu sur quelques picosecondes, les photons X-UV émis au début de la colonne de plasma ne pourront être amplifiés que sur une longueur d'un ou deux millimètres. La longueur effective d'amplification est donc limitée. Pour conserver un gain maximal sur toute la longueur du plasma et obtenir une amplification X-UV optimale, la solution fut de réaliser un pompage progressif du milieu en introduisant une onde progressive à la surface de la cible [Dunn 00]. Le principe consiste à orienter le front d'énergie de l'impulsion de pompe d'un certain angle par rapport à la surface de la cible pour réaliser un pompage synchrone de la propagation des photons X-UV le long de la colonne de plasma.

La vitesse de l'onde progressive se définit comme le rapport entre la longueur de plasma parcourue et le délai temporel nécessaire à l'impulsion infrarouge pour parcourir cette même longueur (cf. fig. 1.3.2). Elle peut être exprimée en fonction de l'angle  $\theta$  d'inclinaison du faisceau de pompe comme suit :

$$v_{TW} = \frac{L}{\tau} = \frac{c}{\tan \theta}$$

L'indice du plasma étant proche de l'unité, la vitesse de l'onde progressive doit être proche de  $c$  - célérité de la lumière dans le vide - et s'obtient donc pour un angle  $\theta$  de 45° par rapport à la cible. Ce procédé a permis d'amplifier et d'obtenir les premiers lasers X-UV transitoires en régime de saturation.

L'orientation du front d'énergie de l'impulsion peut être réalisée à l'aide de différentes méthodes pouvant être utilisées indépendamment ou de façon combinée :

1. Inclinaison d'un des réseaux du compresseur de la chaîne laser [Chanteloup 00]. Cette solution a le désavantage d'induire des inhomogénéités de la vitesse de l'onde progressive et des variations de la durée d'impulsion le long de la ligne focale.
2. Insertion d'un réseau de diffraction dans la chaîne laser. Le délai introduit dépend de l'angle d'incidence et de la densité de traits du réseau. L'avantage

---

13. Transient Collisional Excitation

14. *Max Born Institute* en Allemagne

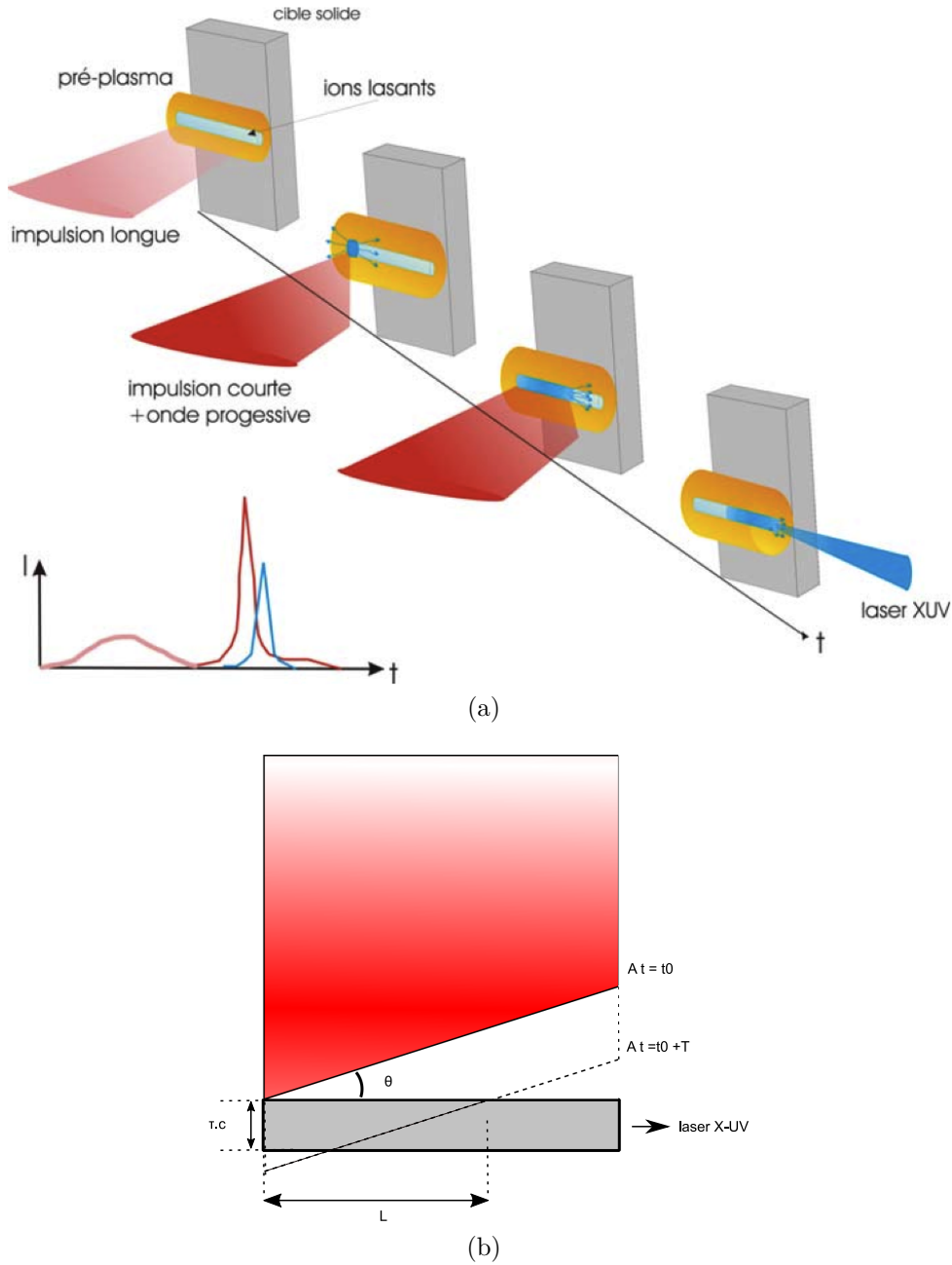


FIGURE 1.3.2 – **(a)** Diagramme temporel du pompage collisionnel transitoire avec onde progressive. L'impulsion plasma crée la colonne de plasma (cylindre orange) contenant les ions lasants près de la surface critique (cylindre bleu clair). Cette zone du plasma est ensuite excitée par l'impulsion de pompe incidente avec un front d'énergie incliné (faisceau rouge). Le pompage provoque une inversion de population progressive qui se propage à la même vitesse que les photons X-UV émis en début de colonne (zone bleu foncé), donnant lieu à l'émission X-UV en sorties. **(b)** Principe de génération d'une onde progressive pour le pompage des ions lasant. Le front d'énergie (même amplitude) de l'impulsion de pompe est orienté d'un angle  $\theta$  par rapport au plan de la cible. A  $t_0 + \tau$ , l'impulsion de pompe a irradié le plasma sur une longueur  $L$ .



de cette méthode est de conserver le compresseur parfaitement aligné mais elle introduit des dispersions angulaires [Chanteloup 98].

3. L'insertion d'un miroir échelon avant le système de focalisation [Dunn 99]. Cette optique se compose d'une série de plusieurs miroirs disposés en escalier et espacés de quelques millimètres suivant l'axe perpendiculaire à la surface de la cible. Différentes zones de gain sont ainsi générées avec un délai dépendant de la distance inter-miroir.
4. La génération d'une onde progressive intrinsèque au système de focalisation. Ce cas se présente dès lors que l'axe du système focalisant n'est pas parallèle à la direction du faisceau incident. Cependant, l'incidence du faisceau est généralement assez petite, ce qui nécessite de l'utiliser en complément d'une des méthodes précédemment citées. Néanmoins, nous allons voir que dans le cas particulier du pompage en incidence rasante, l'onde intrinsèque est générée à une vitesse proche de  $c$ , ce qui simplifie alors grandement la création de l'onde progressive.

#### 1.3.2.4 Pompage en incidence rasante (GRIP)

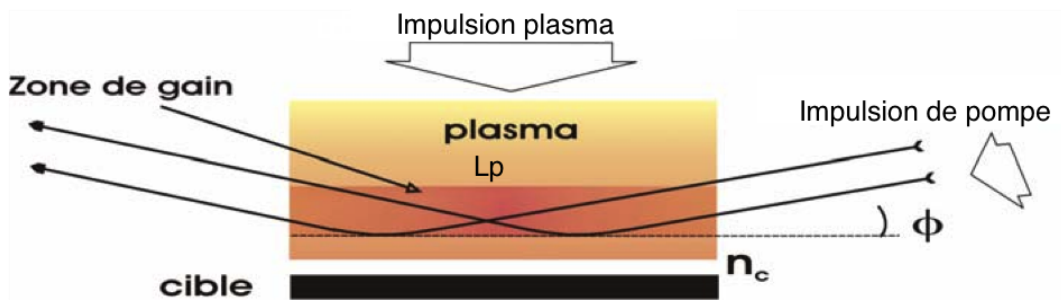


FIGURE 1.3.3 – Schéma de principe du pompage en incidence rasante montrant l'irradiation de la région active du plasma.

L'introduction du régime d'excitation transitoire a permis d'obtenir des émissions X-UV de plus courtes durées (proche de la picoseconde). Cependant, ces sources sont caractérisées par une cohérence spatiale et une homogénéité médiocre. Ceci est en grande partie dues à une réfraction élevée au sein du plasma qui limite la longueur effective d'amplification. Des schémas alternatifs ont été notamment étudiés pour améliorer la qualité spatiale du faisceau. En 2003, R.Keenan *et al.* propose puis démontre en 2005 [Keenan 05], une configuration de pompage en incidence rasante, appelée *GRIP*<sup>15</sup>. La particularité de ce schéma est la possibilité de fixer le point de rebroussement de l'impulsion de pompe dans le plasma en modifiant l'angle de pompage  $\Phi$  (angle de rasance) (cf. Fig. 1.3.3). En effet, la densité électronique au point de réflexion, appelée  $n_{GRIP}$ , s'exprime en fonction de l'angle de rasance de la façon suivante :

15. acronyme anglais pour *GRazing Incidence Pumping*

$$n_{GRIP} = n_c \cdot \sin^2(\Phi) \quad (1.3.1)$$

La configuration GRIP permet donc de contrôler la zone de densité pour laquelle l'impulsion de pompe est absorbée. De plus, en utilisant la réfraction de l'impulsion de pompe dans le plasma qui agit comme un milieu à gradient d'indice, l'impulsion de pompe est plus absorbée sur une plus grande longueur dans la région active du plasma (haute densité). En utilisant les notations de la figure 1.3.3, on peut exprimer la distance de propagation  $L_p$  du photon de pompe le long de la colonne de plasma dans une zone à haute densité comme suit :

$$L_p = (1 - \sin(\Phi)) \cdot L$$

avec  $L$  la longueur caractéristique de la zone active.

L'angle est choisi pour atteindre des zones du plasma caractérisées par des gradients de densité plus faible que ceux au voisinage de la densité critique de façon à maximiser la distance de propagation de l'impulsion de pompe dans la zone utile du plasma. L'absorption de l'énergie de pompe est d'autant plus efficace que la densité est importante et que la longueur parcourue dans le plasma est importante. La détermination de l'angle  $\phi$  est donc faite pour obtenir un compromis entre une zone à fort gain caractérisée par une haute densité électronique et une zone où le gradient de densité permet une augmentation de la longueur effective d'amplification dans le plasma.

Ce type de laser a bénéficié de nombreuses améliorations qui ont permis d'une part, une plus grande efficacité de génération et d'autre part, une plus grande robustesse d'utilisation. En 2003, l'introduction du pompage en incidence rasante (GRIP) [Keenan 05] a permis de réduire substantiellement l'énergie du pompage en permettant de contrôler la zone d'absorption du faisceau de pompe dans le plasma. Cette avancée a ouvert le domaine de recherche du laser X-UV à des installations de taille plus modeste que précédemment, pourvues de systèmes laser offrant typiquement une énergie de l'ordre du Joule à une fréquence de tir élevée (plusieurs Hertz) [Cassou 07].

### Onde progressive intrinsèque générée par astigmatisme

L' introduction du pompage en incidence rasante (GRIP) a permis de générer de façon intrinsèque une onde progressive proche de  $c$  tout en gardant une onde homogène (cf Fig. 1.3.4). En effet, en considérant la vitesse de l'onde progressive comme la vitesse de déposition de l'énergie laser sur une longueur de ligne focale  $L_f$ , on obtient :

$$v_{TW}(\Phi) = \frac{L_f}{\tau_{dep}} = \frac{L_f}{L_f \cdot \cos(\Phi)/c} = \frac{c}{\cos(\Phi)}$$

où  $\phi$  est l'angle de rasance. En se plaçant à la ligne sagittale d'un miroir sphérique, la ligne focale a comme propriété d'être parallèle à l'axe du faisceau incident sur le miroir sphérique passant par son centre de courbure. L'onde progressive est générée

au niveau de la surface de cible pour permettre un pompage progressif du plasma idéalement à la vitesse de propagation du rayonnement X-UV. (cf. Fig. 1.3.4).

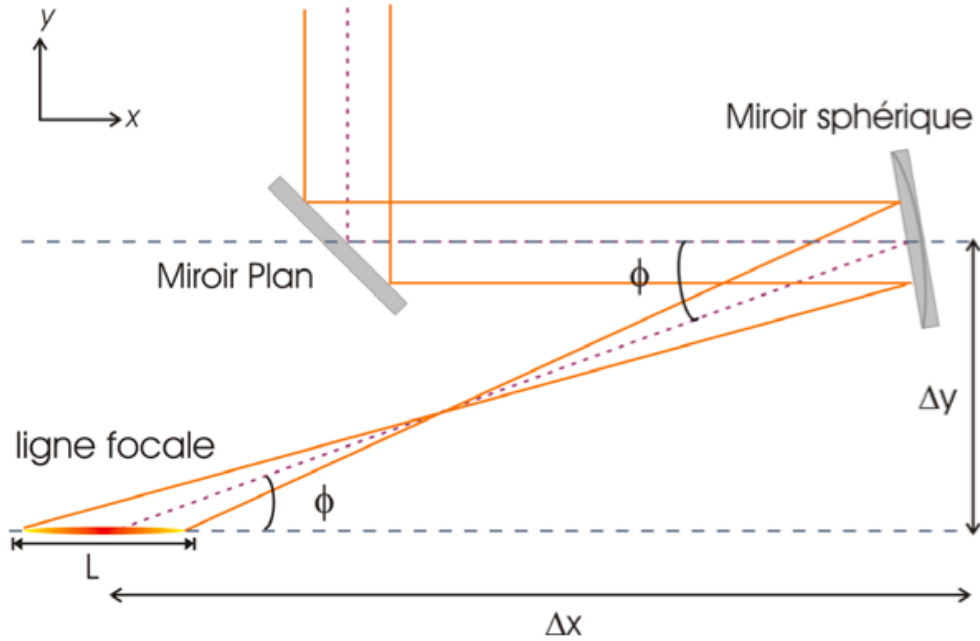


FIGURE 1.3.4 – Schéma de principe de la génération de l'onde progressive dans le cas d'une impulsion de pompe en incidence rasante.

En 2008, l'équipe du GSI<sup>16</sup> a proposé une géométrie de pompage où les deux impulsions se propagent au sein du même faisceau laser avant d'être focalisées sur cible en incidence rasante, appelée DGRIP<sup>17</sup> [Zimmer 08]. En collaboration avec LASERIX, ce nouveau schéma a montré une stabilité tir à tir accrue de la source X-UV tout en simplifiant le système de focalisation par la gestion d'un seul faisceau laser [Zielbauer 10].

Paramètres X-UV	Valeurs
Energie ( $\mu\text{J}$ )	1-10
Durée de l'impulsion (ps)	$\sim 10$
Cadence (Hz)	$\sim 10^{-3}$
Paramètres IR	
Energie (J)	$3(\text{plasma})/5(\text{pompe})$
Durée	ns/ps

TABLE 1.3 – Tableau récapitulatif des paramètres laser et des performances typiques du laser X-UV obtenu en TCE

16. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, (Darmstadt, DE)

17. *Double Grazing Incidence Pumping*

Paramètres X-UV	Valeurs
Energie ( $\mu\text{J}$ )	0,1-1
Durée de l'impulsion (ps)	$\sim 10$
Cadence (Hz)	10
Paramètres IR	
Energie (J)	0.3 (plasma)/1(pompe)
Durée	ns/ps

TABLE 1.4 – Tableau récapitulatif des paramètres laser et des performances typiques en configuration GRIP

## 1.4 Conclusion

### 1.4.1 Conditions de génération d'un laser X-UV collisionnel

Nous avons vu que pour générer un laser X-UV, il fallait que les conditions suivantes soient remplies :

- un plasma suffisamment ionisé pour contenir une large fraction d'ions lasants ;
- une densité électronique importante ( $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) pour obtenir un taux d'excitation collisionnelle élevé ;
- une température électronique élevée ( $kT_e > \Delta E_{exc}$ ) pour que les collisions électron/ion excitent la transition électronique lasante ;
- rester hors équilibre thermodynamique pour qu'une inversion de population puisse se produire ;
- avoir un gradient électronique du plasma peu élevé pour que la réfraction du faisceau de pompe soit maîtrisée et ainsi permettre la propagation du laser X-UV sur toute la longueur effective de la colonne de plasma dans la zone d'inversion de population.

A partir de ce chapitre descriptif de la physique des lasers X-UV collisionnels et cette brève aperçu de l'état de l'art, la présente thèse a pour objectif d'étudier et d'expérimenter des solutions permettant l'amélioration de ces sources et l'optimisation de leur performances telles que, son rendement énergétique, sa cohérence spatiale ou encore la durée de vie de la cible.

Les moyens utilisés sont particulièrement orientés vers la mise en forme temporelle des impulsions impliquées dans la génération du laser X-UV. Avant de passer à l'examen des solutions d'améliorations et d'optimisations, nous décrirons dans le chapitre suivant la chaîne laser utilisée pour réaliser les expériences.



# Chapitre 2

## Descriptif du dispositif expérimental sur la station LASERIX

### Plan du chapitre

---

2.1	Généralités sur les chaînes laser intenses à amplification à dérive de fréquence (CPA) . . . . .	34
2.1.1	Grandeurs caractéristiques des faisceaux intenses . . . . .	34
2.1.2	Mise en oeuvre de l'amplification à dérive de fréquence . . . . .	35
2.1.2.1	Etirement et compression de l'impulsion . . . . .	35
2.1.2.2	Pré-amplification / amplification de puissance . . . . .	37
2.1.3	Contraste temporel des lasers ultra-intenses . . . . .	41
2.2	Présentation de la station LASERIX . . . . .	43
2.2.1	Généralités . . . . .	43
2.2.2	Le laser pilote . . . . .	44
2.2.2.1	Amplificateur régénératif de LASERIX . . . . .	44
2.2.2.2	Synchronisation du « front-end » . . . . .	48
2.2.2.3	Amplification de puissance – 2.5 J . . . . .	48
2.2.2.4	Amplification à haute énergie – 40 J . . . . .	48
2.2.2.5	Transport du faisceau – Lignes de lumière X-UV . . . . .	48
2.3	Ligne de génération du laser-XUV . . . . .	50
2.3.1	Focalisation du faisceau de pompe . . . . .	51
2.3.2	Contrôle des lignes focales (RILF) . . . . .	51
2.3.3	Imageur X-UV . . . . .	52
2.3.4	Définition des paramètres de mesure de la source X-UV . . . . .	53
2.3.5	Définition des paramètres de contrôle des impulsions laser . . . . .	54
2.3.6	Récapitulatif des caractéristiques du laser de pompe . . . . .	55

---

Nous venons de voir qu'un laser de haute puissance crête est un bon candidat pour le pompage d'un laser X-UV produit par plasma. Les progrès récents réalisés en régime d'excitation transitoire ont permis de réduire les énergies de pompe requises pour la génération d'un laser X-UV, ce qui permet d'utiliser des lasers à haute cadence de tir (typiquement 10 Hz pour les chaînes 10-100 TW et plus récemment 100 Hz pour un système pompé par diode [Reagan 12]). Après avoir introduit les principes généraux de fonctionnement d'une chaîne CPA, nous présenterons la station LASERIX et son laser pilote, et décrirons le dispositif expérimental utilisé pour générer et diagnostiquer les sources X-UV étudiées dans cette thèse.

## 2.1 Généralités sur les chaînes laser intenses à amplification à dérive de fréquence (CPA)

### 2.1.1 Grandeurs caractéristiques des faisceaux intenses

Une chaîne laser ultra-intense peut être vue comme une succession de dispositifs visant à produire, mettre en forme et amplifier une impulsion laser ultra-courte. L'intensité « crête » laser est définie comme suit :

$$I = \frac{E}{\Delta t \times S} \quad (2.1.1)$$

où  $E$  représente l'énergie de l'impulsion laser,  $\Delta t$  la durée de l'impulsion et  $S$  la section du faisceau. Cette grandeur  $I$  proportionnelle au carré du champ électrique laser atteint des valeurs élevées pour les lasers intenses, ce qui nécessite la mise en place d'une technologie bien spécifique pour l'amplification de telles impulsions. En effet, à partir d'une intensité de l'ordre de quelques GW/cm<sup>2</sup> [Siegman 86], l'indice du milieu traversé  $n$  n'est plus indépendant de l'intensité. Il s'exprime alors de la façon suivante [Le Blanc 94] :

$$n = n_0 + I.n_2 \quad (2.1.2)$$

où  $n_0$  et  $n_2$  correspondent respectivement aux indices linéaire et non linéaire du matériau ( $n_2 \simeq 3,2 \cdot 10^{-16}$  cm<sup>2</sup>/W dans le cas d'un cristal Ti :Sa). La variation de l'indice en fonction de l'intensité appelée aussi effet Kerr provoque une distorsion du front d'onde qui détériore les qualités optiques du faisceau et peut conduire à l'endommagement des milieux amplificateurs via notamment [Couairon 07] une autofocalisation susceptible localement de provoquer des intensités laser dépassant le seuil d'endommagement des matériaux amplificateurs. Pour évaluer l'importance de cet effet on introduit la notion d'« intégrale B » qui quantifie la phase non linéaire accumulée par l'impulsion laser lors de la traversée des matériaux [Le Blanc 94] :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2.I(z)dz \quad (2.1.3)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser et  $z$  traduit la longueur de matériau traversé. Elle doit être inférieure à 1 pour garantir une amplification

sans risque d'endommagement. Il est généralement admis que le seuil en intensité qui garantit un bon fonctionnement de ces chaînes vaut  $I_{max} = 4 \text{ GW/cm}^2$ . Par ailleurs, la fluence de saturation  $J_{sat}$  du Ti :Sa qui dépend seulement de l'énergie et non de la durée d'impulsion se situe autour de  $800 \text{ mJ.cm}^{-2}$ . On aura intérêt pour optimiser l'amplification à haute énergie à se placer dans le régime pour lequel  $\frac{J_{sat}}{\Delta t} < I < I_{max}$ .

Il convient donc de diminuer la puissance crête ( $P = I \times S$ ) des impulsions pour extraire efficacement l'énergie d'un matériau sans dommage. Ceci correspond dans notre cas à une durée  $\Delta t$  de quelques centaines de picosecondes. En 1985, Mourou et Strickland proposèrent la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA<sup>1</sup>) [Strickland 85] qui consiste à étirer temporellement (le plus souvent de 3 à 5 ordres de grandeurs) une impulsion laser au moyen de systèmes dispersifs puis à la recomprimer une fois le processus d'amplification réalisé afin de diminuer l'intégrale  $B$ .

### 2.1.2 Mise en oeuvre de l'amplification à dérive de fréquence

Le principe général de l'amplification à dérive de fréquence est illustré sur la figure 2.1.1. Le cristal de Saphir dopé aux ions Titane est particulièrement bien adapté à la production d'impulsions ultra-brèves. Sa large bande d'émission, 300 nm autour de 800 nm, supporte l'amplification d'impulsion limitée par transformée de Fourier, de durée  $\Delta t$  donnée par la relation suivante :

$$\Delta t \cdot \Delta \omega = K \quad (2.1.4)$$

où  $\Delta \omega$  correspond à la largeur spectrale d'émission à mi-hauteur et  $K$  est une constante dépendant du profil spectral de l'impulsion laser ( $K = 4 \ln 2$  pour une impulsion de forme gaussienne). La durée minimale à mi hauteur de l'impulsion pour un laser Ti :Sa est donc égale à 5 fs.

#### 2.1.2.1 Etirement et compression de l'impulsion

Le point de départ d'une chaîne CPA est un oscillateur laser à blocage de modes [Spence 91] qui produit des impulsions laser de faible énergie (nanojoules) et d'une durée typique de l'ordre de la dizaine de femtosecondes. Avant amplification, l'impulsion doit être étirée pour que son intensité crête dans les amplificateurs soit limitée au  $\text{GW/cm}^2$ . L'impulsion issue de l'oscillateur se propage dans un étireur dont le principe est d'imposer des chemins optiques différents pour chaque composante spectrale de l'impulsion [Martinez 87] à l'aide d'éléments dispersifs (prismes, réseaux ...). Une dispersion positive engendrée par un chemin optique plus important pour les composantes de plus courtes longueurs d'onde est réalisée en introduisant un système afocal de grandissement -1.

Ce déphasage temporel est exprimé par la phase spectrale de l'impulsion laser que l'on peut exprimer en différents ordres. En effet, le champ électrique de l'impulsion laser  $A(t)$  peut se décomposer en ondes monochromatiques de pulsation  $\omega$  :

---

1. Acronyme anglais pour « *Chirped Pulse Amplification* »



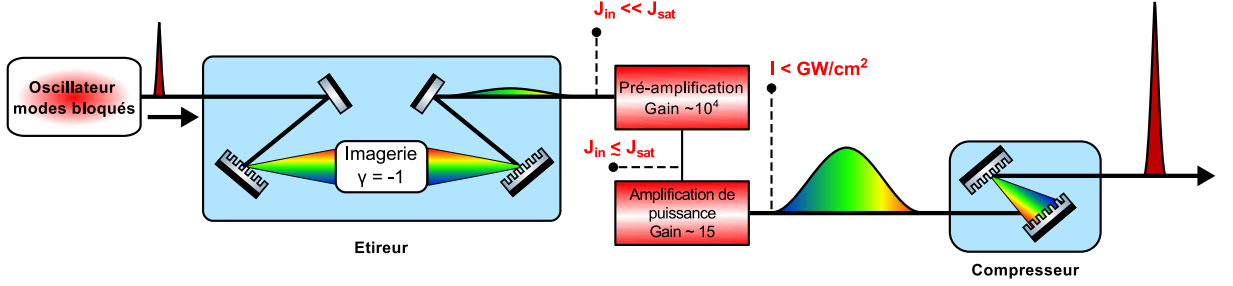


FIGURE 2.1.1 – Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquence [Strickland 85]. L'impulsion ultra-courte est premièrement étirée en faisant parcourir un chemin optique différent pour toutes les composantes spectrales à l'aide de réseaux de diffraction. Le compresseur a le rôle inverse, en remettant en phase les différentes longueurs d'onde du spectre amplifié. L'amplification est divisée en deux étapes durant laquelle le flux laser reste inférieur au  $\text{GW} \cdot \text{cm}^{-2}$  : la pré-amplification qui apporte un gain élevé à faible énergie et l'amplification de puissance ou « saturée » qui permet d'atteindre avec un gain modéré des énergies élevées.

$$A(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \exp(-i\omega t) \frac{d\omega}{2\pi} = TF[A(\omega)] \quad (2.1.5)$$

où  $A(\omega)$  représente le champ spectral complexe associé à  $A(t)$  par transformée de Fourier et peut s'écrire sous la forme :

$$A(\omega) = |A(\omega)| \exp(i\varphi(\omega)) \quad (2.1.6)$$

dans lequel  $|A(\omega)|$  et  $\varphi(\omega)$  correspondent respectivement à l'amplitude et à la phase spectrale. En effectuant un développement de Taylor de  $\varphi(\omega)$  autour de  $\omega_0$ , on obtient :

$$\begin{cases} \varphi(\omega) = \varphi_0 + (\omega - \omega_0)\varphi_1 + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2}\varphi_2 + \frac{(\omega - \omega_0)^3}{6}\varphi_3 + \dots + \frac{(\omega - \omega_0)^n}{n!}\varphi_n \\ \text{avec } \varphi_i = \left. \frac{d^i \varphi}{d\omega^i} \right|_{\omega_0} \end{cases} \quad (2.1.7)$$

On associe à la phase spectrale le retard de groupe  $T(\omega)$  :

$$T(\omega) = \frac{d\varphi}{d\omega} = \varphi_1 + (\omega - \omega_0)\varphi_2 + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2}\varphi_3 + \dots + \frac{(\omega - \omega_0)^{n-1}}{(n-1)!}\varphi_n \quad (2.1.8)$$

Les différents ordres de la phase spectrale interviennent de façon différente sur la forme temporelle de l'impulsion laser [Chériaux 97] :

- $\varphi_1$  représente simplement un retard temporel fixe. Il n'a pas d'influence sur la durée de l'impulsion.

- $\varphi_2$  correspond à la dispersion de vitesse de groupe. Lorsque  $\varphi_2 > 0$ , le retard de groupe  $T(\omega)$  est linéaire avec la fréquence  $\omega$ . Au cours de la propagation, un décalage linéaire des différentes composantes spectrales se produit lors de la propagation. Ce glissement de fréquence, appelé communément *chirp*, est d'autant plus important que  $\varphi_2$  est grand. Le terme quadratique de phase est donc majoritairement responsable de l'élargissement temporel de l'impulsion lors de la propagation dans des éléments dispersifs.
- $\varphi_3$  affecte la symétrie de l'impulsion et relativement peu sa durée comparé au terme  $\varphi_2$ . Selon le signe du terme cubique de phase, il est également responsable de l'apparition de pré- ou post-impulsions dans une fenêtre temporelle picoseconde autour de l'impulsion.
- Les termes supérieurs ( $\varphi_4, \varphi_5 \dots$ ) participent également, dans une moindre mesure, à la détérioration du profil temporel (piédestal, impulsions parasites) mais influencent très peu la durée de l'impulsion.

Pour une impulsion gaussienne, de durée limitée par transformée de Fourier  $\Delta t$ , la durée  $\Delta t'$  après traversée d'un matériau dispersif s'écrit [Chériaux 97] :

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 + (4 \ln 2 \frac{\varphi_2}{\Delta t^2})^2} \quad (2.1.9)$$

Dans les chaînes lasers CPA actuelles, l'étireur à triplet de Öffner illustré sur la figure 2.1.2 est couramment utilisé pour introduire un élargissement temporel important ( $\varphi_2 \gg 0$ ). Il se compose d'un unique réseau et d'une combinaison judicieuse de miroirs sphériques qui introduit peu d'aberrations, sources de distorsions temporelles [Chériaux 96]. Les grandes longueurs d'onde subissent par diffraction sur le réseau une dispersion plus importante que les courtes longueurs d'onde ce qui induit, par la différence de chemin optique parcouru, une dispersion positive du spectre de l'impulsion et un allongement de la durée de l'impulsion.

A la fin du processus d'amplification, l'impulsion est ramenée à sa durée minimale à l'aide d'un compresseur (cf. Fig. 2.1.1). La compression de l'impulsion est réalisée au moyen de deux réseaux de diffraction qui compensent la phase spectrale introduite par l'étireur et celle accumulée lors de la propagation dans les différents matériaux de la chaîne laser, pour retrouver une durée idéalement limitée par transformée de Fourier telle que :

$$\varphi(\text{étireur}) + \varphi(\text{matériaux}) + \varphi(\text{compresseur}) = 0$$

où les différentes phases  $\varphi$  correspondent au déphasage spectral introduit par chacun des éléments indiqués.

### 2.1.2.2 Pré-amplification / amplification de puissance

L'amplification de l'impulsion laser est réalisée à travers plusieurs étages amplificateurs séparés par des systèmes afocaux qui permettent d'augmenter le diamètre du

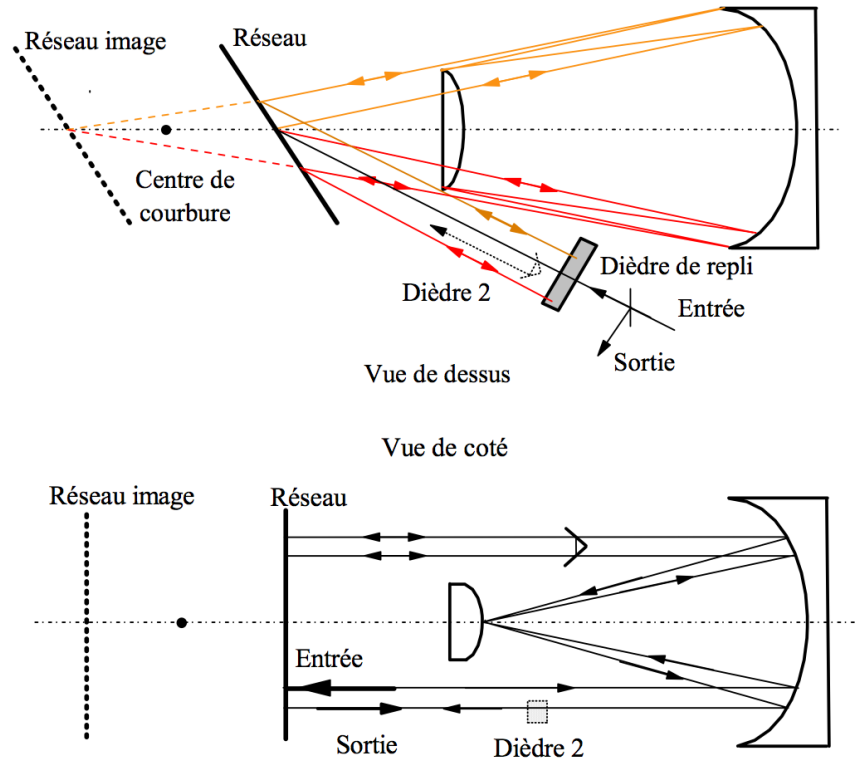


FIGURE 2.1.2 – Schéma d'un étireur à triplet de Öffner [Chériaux 97].

faisceau et ainsi de maintenir une valeur d'intensité  $I$  inférieure à  $1 \text{ GW/cm}^2$  malgré l'amplification. De façon analogue à l'amplification X-UV (décrite au chap. 1 §. 1.2.5.1), on distingue deux régimes : un à fort gain et un à forte extraction d'énergie qui correspond au régime dit de « saturation ».

### Amplificateur à gain

Le premier étage pour lequel la fluence de l'impulsion en entrée est très inférieure à la fluence de saturation  $J_{sat}$  est appelée « amplificateur à gain ». Dans ce régime l'impulsion ne perturbe pas notablement l'inversion de population du milieu et le gain est considéré comme constant tout au long du processus d'amplification. Le gain effectif  $G$  sur une longueur  $L$  au travers d'un cristal dans lequel une inversion de population  $\Delta N$  est générée, s'écrit de la façon suivante :

$$G = \exp(\Delta N \sigma_e L) \quad (2.1.10)$$

où  $\sigma_e$  est la section efficace d'émission stimulée. Ce type d'amplificateur se caractérise par un gain qui ne dépend que de la densité d'énergie déposée dans le cristal (cf. Eq. 1.2.19), et par un très grand nombre de passages de l'impulsion au sein du milieu. Le gain cumulé est généralement supérieur à  $10^4$ .

On distingue deux types d'amplificateurs à gain : l'amplificateur multi-passage et l'amplificateur régénératif. Le premier consiste à faire passer l'impulsion laser un

grand nombre de fois au sein du cristal amplificateur par multiplexage angulaire, comme illustré sur la figure 2.1.3. Nous allons décrire plus précisément l'amplificateur régénératif, celui-ci jouant un rôle prépondérant dans l'optimisation de la génération du laser X-UV (cf. chap. 3)

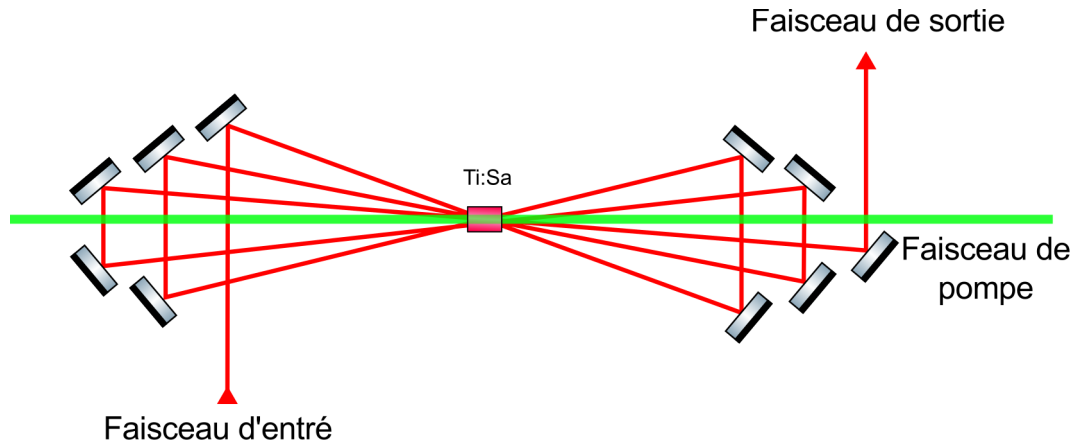


FIGURE 2.1.3 – Schéma d'un amplificateur multi-passage.

### **Amplificateur régénératif (RGA)**

Ce type d'amplificateur à fort gain se distingue des amplificateurs dits « multi-passages » par la présence d'une cavité dans laquelle est injectée une impulsion étirée. L'impulsion effectue une dizaine d'allers-retours avant d'être extraite lorsque l'énergie maximale est atteinte. Les gains accessibles sont importants, entre  $10^3$  et  $10^6$  suivant l'énergie de l'impulsion injectée.

L'injection et l'extraction de l'impulsion sont réalisées à l'aide d'un polariseur et d'une cellule de Pockels synchronisée avec le système laser. Sous l'action du champ électrique transitoire, la biréfringence du cristal non-linéaire de la cellule de Pockels est modifiée par effet électro-optique ce qui change la polarisation du faisceau incident. Associée à un séparateur de polarisation, la cellule de Pockels agit comme une porte optique rapide, dans la gamme nanoseconde, permettant de piéger l'impulsion laser dans la cavité et de l'extraire après un certain nombre d'allers-retours (cf. Fig 2.1.4a). Le temps de commutation des cellules de Pockels doit être inférieur à la durée d'un aller-retour de l'impulsion laser dans la cavité, ce qui impose des longueurs de cavités optiques typiques supérieures au mètre ( $1 \text{ AR} \simeq 6.6 \text{ ns}$ ).

L'amplification régénérative (RGA) présente plusieurs avantages. Tout d'abord, l'utilisation d'une cavité permet d'effectuer un grand nombre de passages au sein du cristal amplificateur en contrôlant la durée pendant laquelle l'impulsion est piégée. On peut ainsi stabiliser l'énergie en ajoutant un passage supplémentaire en cas de baisse d'amplification due à une baisse d'énergie du laser de pompe ou du faisceau injecté. La cavité permet également de filtrer le mode transverse,  $\text{TEM}_{00}$  dans la majorité des cas. L'axe de propagation en sortie étant défini par la géométrie de la cavité, la stabilité de pointé est alors peu sensible aux fluctuations spatiales du faisceau injecté (les instabilités d'entrée peuvent néanmoins modifier l'énergie de

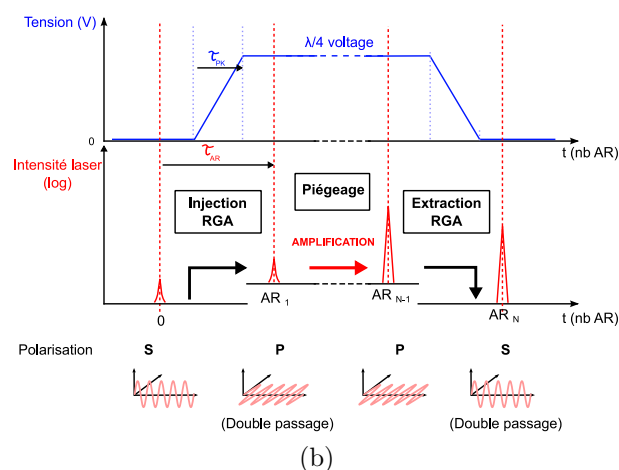
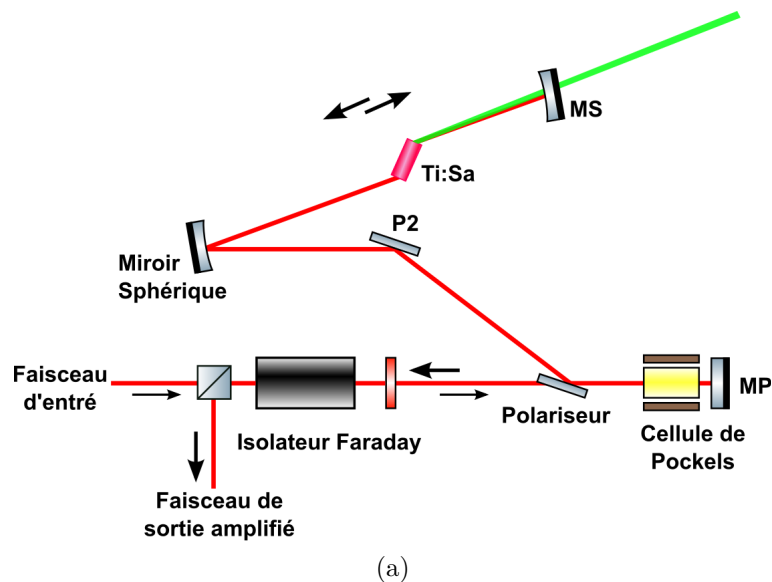


FIGURE 2.1.4 – (a) Schéma de principe d'un amplificateur régénératif. L'injection et l'extraction de l'impulsion s'effectuent avec une cellule de Pokels, couplée à un polariseur qui assure le piégeage dans la cavité et son extraction. La discrimination du faisceau d'entrée et de sortie est effectuée avec un isolateur de Faraday (b) Chronogramme de l'amplification RGA montrant la phase d'injection, d'amplification (piégeage) et d'extraction. Le temps de commutation  $\tau_{PK}$  est inférieur à la durée d'un aller-retour (AR)  $\tau_{AR}$ .

sortie en altérant la qualité du couplage). Par conséquent, le RGA est couramment utilisé au début du processus d'amplification de la chaîne laser (pré-amplification) afin d'injecter les amplificateurs de puissance (amplificateurs saturés) avec un mode de propagation et une stabilité de pointé et d'énergie optimaux.

Ce type d'amplificateur introduit cependant des pertes, principalement dues aux optiques polarisantes. La largeur spectrale de l'impulsion amplifiée est fortement réduite par la bande spectrale de transmission limitée des cellules de Pockels. Pour les systèmes requérant une largeur spectrale importante ( $> 30$  nm à mi-hauteur), un filtre acousto-optique peut cependant être implanté au sein même de la cavité (Mazzler) [Oksenhendler 06]. Un autre défaut connu des amplificateurs régénératifs est qu'ils génèrent des pré-impulsions et post-impulsions par réflexions parasites à chaque aller-retour dans la cavité. Pour certaines applications nécessitant un haut contraste, un filtrage temporel de l'impulsion amplifiée est nécessaire avant d'injecter les amplificateurs de puissance. Il peut s'agir d'une cellule de Pockels fonctionnant sur un état transitoire (cf. « Pulse Cleaner » en Fig. 2.2.4). Cependant, nous verrons que ces pré-impulsions utilisées de façon contrôlée peuvent avoir un effet favorable sur la génération du laser X-UV. Les propriétés de cet amplificateur seront ainsi mises à profit au cours de ce travail de thèse.

### Amplificateur de puissance

Les étages suivants appelés amplificateurs de puissance, se caractérisent par une fluence en entrée proche de  $J_{sat}$  (de l'ordre de 10 %). ce qui limite le nombre de passages dans le milieu pour y extraire l'énergie stockée [Plé 07a]. Par conséquent, cet étage est uniquement constitué d'amplificateurs multi-passages dont le gain total se situe typiquement entre 4 et 15.

### 2.1.3 Contraste temporel des lasers ultra-intenses

Les progrès récents réalisés en technologie Ti :Sa permettent de commercialiser des systèmes atteignant un niveau de puissance crête Petawatt. La focalisation de ce type de laser amène à des intensités pouvant dépasser  $10^{22}$  W.cm<sup>-2</sup>. Il est donc crucial de caractériser sur une très grande dynamique le profil temporel de l'impulsion ultra-brève. En effet, l'impulsion principale peut être accompagnée d'impulsions parasites dont la forme type est représentée sur la figure 2.1.5. Celles-ci sont générées au cours de l'amplification et sont principalement dues au mauvais alignement de matériaux biréfringents ou à l'imperfection des optiques polarisantes (cf. §. 2.1.2.2). De plus, la compression temporelle étant imparfaite, les défauts de phase résiduels d'ordres supérieurs à deux génèrent des impulsions parasites dans une fenêtre temporelle d'une à quelques dizaines de picosecondes autour de l'impulsion principale [Chériaux 97]. L'impulsion laser est également accompagnée d'un piédestal de durée nanoseconde qui correspond à l'émission spontanée amplifiée ( $ASE^2$ ). En effet, une part de la fluorescence émise de façon isotrope par le cristal se retrouve amplifiée dans l'axe de propagation du faisceau.

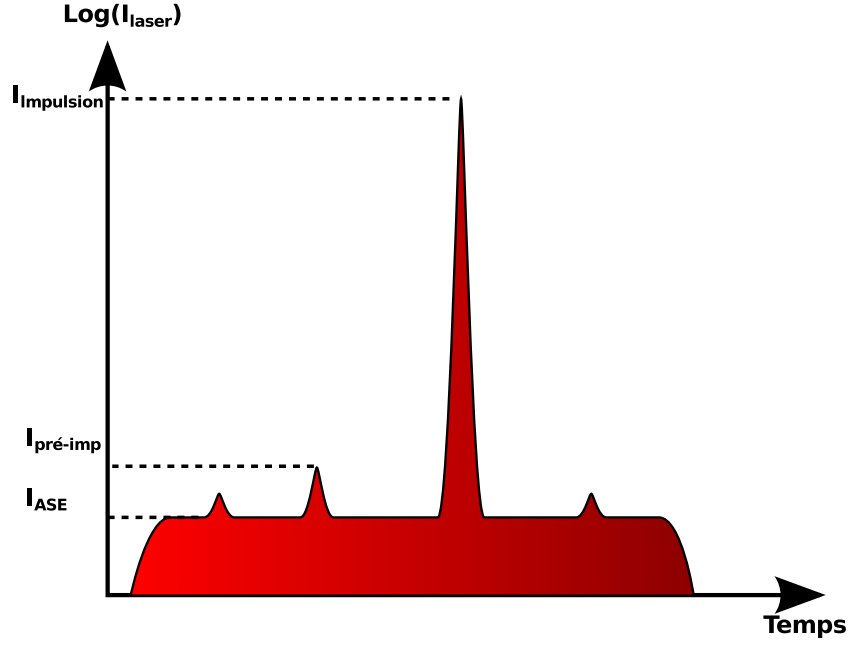


FIGURE 2.1.5 – Schéma du profil temporel d'un faisceau laser de haute puissance. L'impulsion principale est accompagnée d'impulsions satellites et d'un piédestal générés lors de l'amplification laser.

Le contraste temporel d'une impulsion est utilisé pour quantifier ces défauts (analogues à un bruit) qui sont relatifs à l'ASE et aux impulsions satellites sur différentes échelles temporelles. Elle se définit donc de la façon suivante [Jullien 06] :

$$C = \frac{I_{principale}}{I_{bruit}} \quad (2.1.11)$$

où  $I_{principale}$  caractérise le niveau d'intensité de l'impulsion principale et  $I_{bruit}$  le niveau d'intensité parasite. L'intensité de ces défauts, lorsqu'ils se situent avant l'impulsion principale, peut être suffisante pour créer un pré-plasma [Wagner 14] qui altère le processus d'interaction laser-matière avec l'impulsion principale [Kaluza 04, McKenna 06]. Dans le cas du laser X-UV, comme nous le verrons ultérieurement, la génération d'un plasma préformé peut au contraire augmenter l'efficacité du processus.

La modélisation de l'ASE dans les chaînes CPA est un problème complexe, car ses propriétés spectro-temporelles diffèrent de celles du faisceau injecté et évoluent indépendamment avec le gain des amplificateurs. Néanmoins, des modèles simplifiés montrent que l'ASE est largement présente dans les amplificateurs à gain élevé ([Linford 74, Svelto 98]), son intensité pouvant s'écrire sous la forme :

$$I_{ASE} = \frac{J_{sat}}{\tau} \frac{\Omega}{4} \frac{(exp(g_o L) - 1)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{g_o L (exp(\sigma_e \Delta N L))}}$$

où  $\tau$  est la durée de fluorescence,  $J_{sat}$  la fluence de saturation du milieu amplificateur,  $\Omega$  l'angle solide d'émission dépendant des dimensions du matériau,  $g_o$  le gain

petit signal. Cette expression confirme un fait constaté de longue date : l'émission spontanée augmente avec le gain.

Après avoir présenté les principes généraux des chaines laser ultra-intenses, nous allons maintenant aborder les spécificités de la station LASERIX, sur laquelle ma thèse a été réalisée.

## 2.2 Présentation de la station LASERIX

### 2.2.1 Généralités

La station LASERIX est une plateforme laser de l'Université Paris Sud dédiée aux développements de sources secondaires de rayonnements cohérents dans le domaine des courtes longueurs d'onde (7-40 nm) [Ros 07]. Depuis sa première installation en 2007, elle propose à une large communauté scientifique, une infrastructure de recherche plus spécifiquement dédiée aux expériences pompe-sonde dans les domaines infrarouge et X-UV. Les différentes lignes de lumière accessibles sur la station LASERIX sont représentées en figure 2.2.1, elles peuvent être naturellement synchronisées sur une cible. Cette plateforme est basée un laser ultra-intense Ti :Sa potentiellement de niveau Pétawatt [Plé 07b].

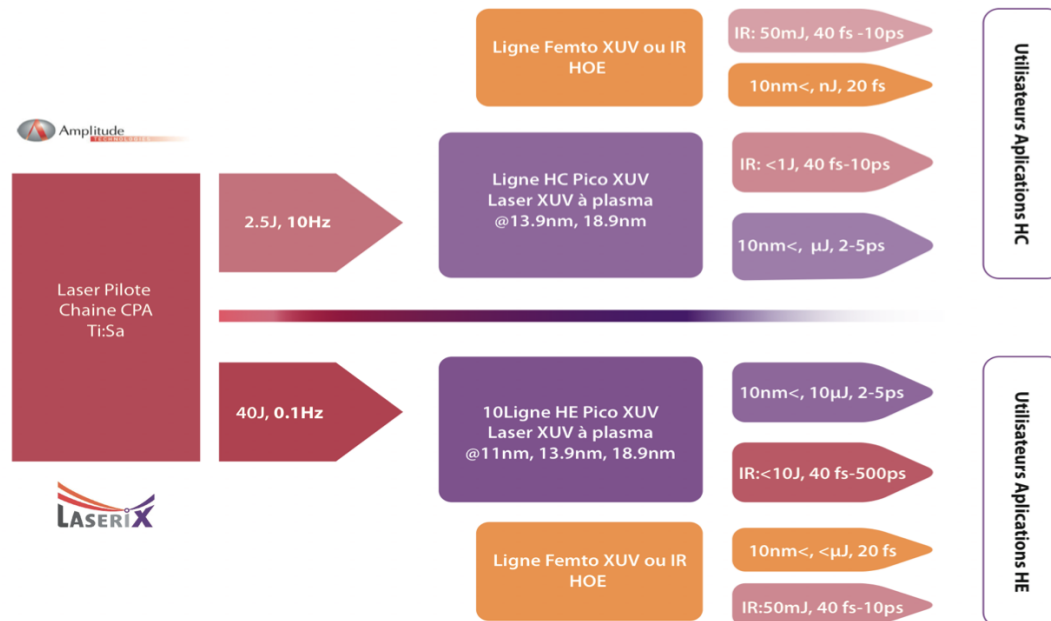


FIGURE 2.2.1 – Schéma des lignes de lumières de LASERIX optiquement synchronisées et pilotées par un laser CPA Ti :Sa. La partie basse énergie, haute cadence (2.5 J–10 Hz) est entièrement opérationnelle et disponible aux utilisateurs extérieurs. La partie haute énergie, basse cadence (40 J, 0.1 Hz) dont le niveau d'amplification a été démontré en 2007, doit être remise en fonction en 2017 pour cause de déménagement.



### 2.2.2 Le laser pilote

Le laser pilote est un système CPA dont la partie haute cadence a été développée par la société *Amplitude Technologies*, et produit avant compression un faisceau de 2.5 J d'énergie étirée à 500 ps à une cadence de 10 Hz pour la génération de sources secondaires X-UV.

Un schéma du laser est représenté sur la figure 2.2.2. A partir d'un oscillateur *Femtolasers* générant un train d'impulsions à 74 MHz de quelques nanojoules d'énergie, le « booster » permet d'amplifier les impulsions directement en régime femtoseconde jusqu'à 1  $\mu$ J. Ce premier amplificateur multi-passage en anneau impose le fonctionnement à 10 Hz du laser via une cellule de Pockels qui sélectionne 10 tirs par seconde. Ce dispositif est usuellement appelé un « Pulse Picker » par la communauté laser. Il permet également d'assurer un bon contraste temporel en coupant au plus près de l'impulsion le fond d'ASE introduit par l'amplificateur après un gain de l'ordre de  $10^3$ . Le filtrage temporel peut encore être amélioré de près d'un ordre de grandeur par l'ajout d'un absorbant saturable en sortie de booster, efficace en régime d'impulsion courte.

L'impulsion laser est ensuite étirée à 500 ps dans un étireur à triplet de Öffner utilisé en double passage. Elle traverse alors un module acousto-optique programmable (AOPDF<sup>3</sup>) [Tournois 97] qui est utilisé pour modifier le spectre de l'impulsion, mais aussi pour ajuster finement la phase spectrale. La modulation spectrale permet d'élargir le spectre en sortie de chaîne en pré-compensant les rétrécissements induits par l'amplification [Pittman 02] et ainsi de diminuer la durée ultime de l'impulsion après compression. Une fois mis en forme, le faisceau est amplifié à 1 mJ dans un amplificateur régénératif puis à 30 mJ dans un amplificateur multi-passages. Cette partie est communément appelée le « front-end ».

Un module dédié à la création de l'impulsion plasma est intégré au sein du front-end. Il est utilisé pour la génération du laser X-UV en configuration dite DGRIP, ou peut être rendu inopérant pour une utilisation du laser pilote nécessitant un haut contraste temporel (ex : génération de haute harmonique). Lors de ce travail de thèse, deux modules différents ont pu être étudiés expérimentalement. Une description spécifique à chaque méthode est détaillée dans le chapitre correspondant (cf. Chap. 3 §. 3.1 ; Chap. 4 § 4.1).

#### 2.2.2.1 Amplificateur régénératif de LASERIX

L'amplificateur régénératif de la chaîne pilote de LASERIX est illustré en figure 2.2.3. La cavité amplificatrice en forme de « Z » comporte deux cellules de Pockels, chargées respectivement de l'injection et de l'extraction de l'impulsion à amplifier. L'impulsion est injectée dans la cavité par réflexions successives sur le polariseur *P1* puis *P2*, et est extrait au niveau du polariseur *P3* au maximum d'amplification. De plus, les optiques polarisantes présentes dans la cavité ont un taux d'extinction imparfait, responsables de l'apparition d'impulsions parasites à chaque aller-retour dans la cavité. Ces répliques, notamment celles qui apparaissent sur la

---

3. *Acousto-optic programmable dispersive filter*

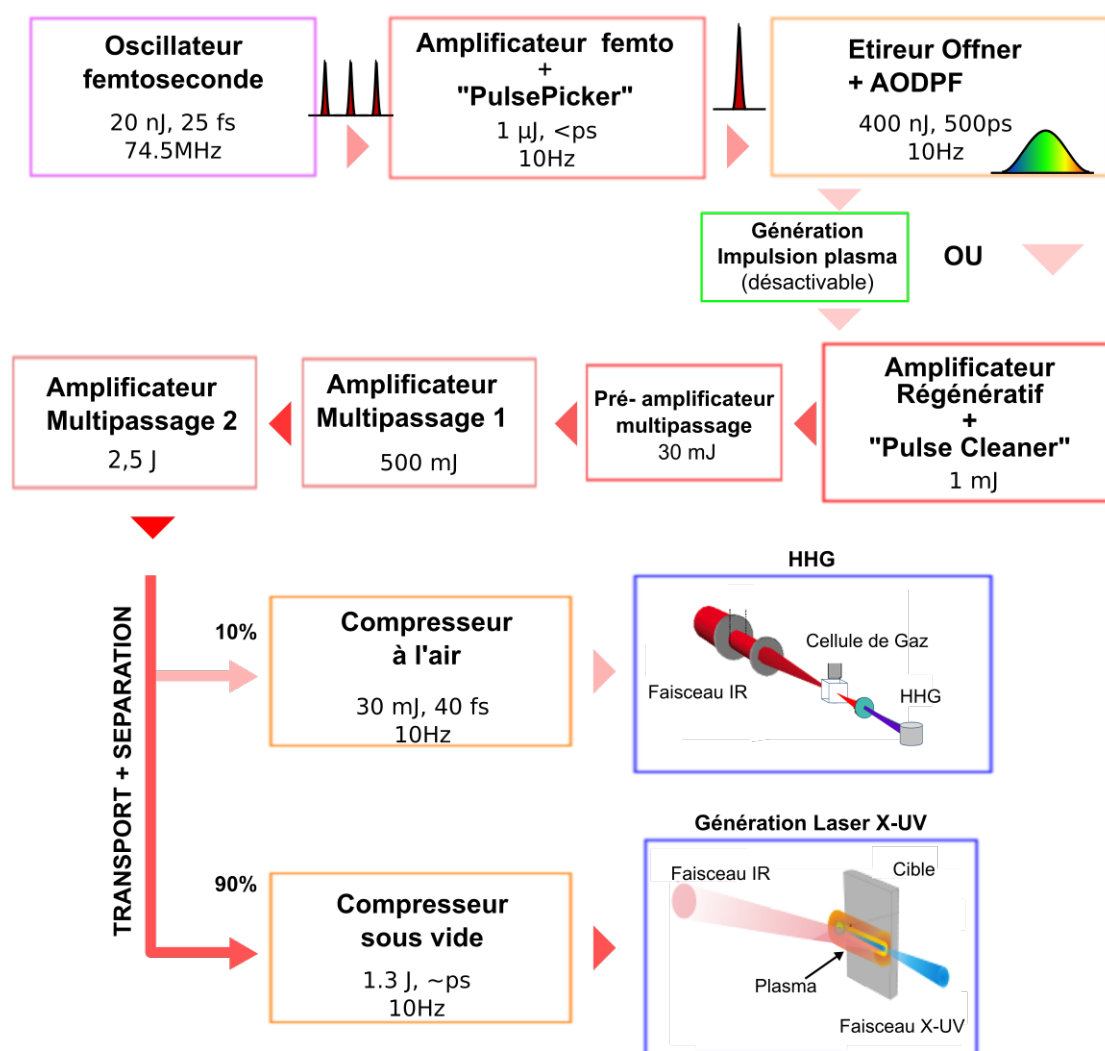


FIGURE 2.2.2 – Schéma représentant les différents modules du laser pilote de LASERIX.

partie avant de l'impulsion - les pré-impulsions - peuvent être supprimées ou fortement atténuées à l'aide de dispositifs de filtrages temporels comme une cellule de Pockels ultra rapide.

Sur la station LASERIX, une cellule de Pockels de nettoyage (« Pulse Cleaner ») placée à la sortie de l'amplificateur est utilisée pour filtrer l'impulsion principale en rejetant les impulsions parasites générées lors de l'amplification ainsi qu'une partie de l'ASE (cf. Fig. 2.2.4a). Contrairement aux cellules de Pockels du RGA, la haute tension appliquée au cristal le fait agir ici comme une lame demi-onde sur un état transitoire rapide, c'est-à-dire au milieu de la rampe de tension, sur un aller-retour de l'impulsion à travers la cellule (soit une tension  $\lambda/4$  sur un passage, atteinte au milieu de la rampe haute tension qui monte jusqu'à la valeur de tension  $\lambda/2$  comme illustré sur la figure 2.2.4b). Le miroir placé en autocollimation derrière la cellule de Pockels est suffisamment proche du cristal pour considérer que le temps d'aller-retour est très inférieur au temps de montée de la rampe de tension, afin d'obtenir une rotation de polarisation en double passage à travers l'équivalent d'une lame quart d'onde transitoire. La fenêtre temporelle est ainsi suffisamment rapide pour filtrer l'impulsion principale des pré- et post-impulsions qui sont rejetées par réflexion sur le polariseur de sortie.

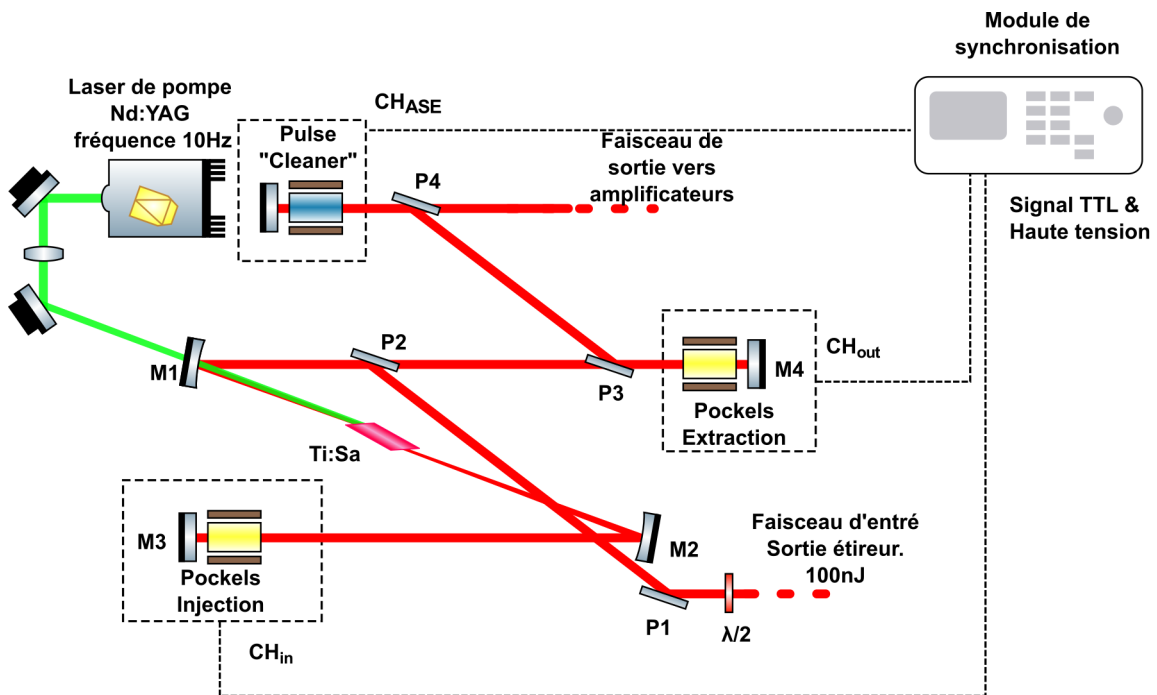


FIGURE 2.2.3 – Schéma de l'amplificateur régénératif de la chaîne pilote. La cavité se compose de deux miroirs de fond M3 et M4, de deux miroirs sphériques M1 et M2, et d'un cristal Ti :Sa dont les faces sont taillées à l'angle de Brewster. La cavité est pompée par un laser Nd :YAG doublé en fréquence fonctionnant à 10 Hz.

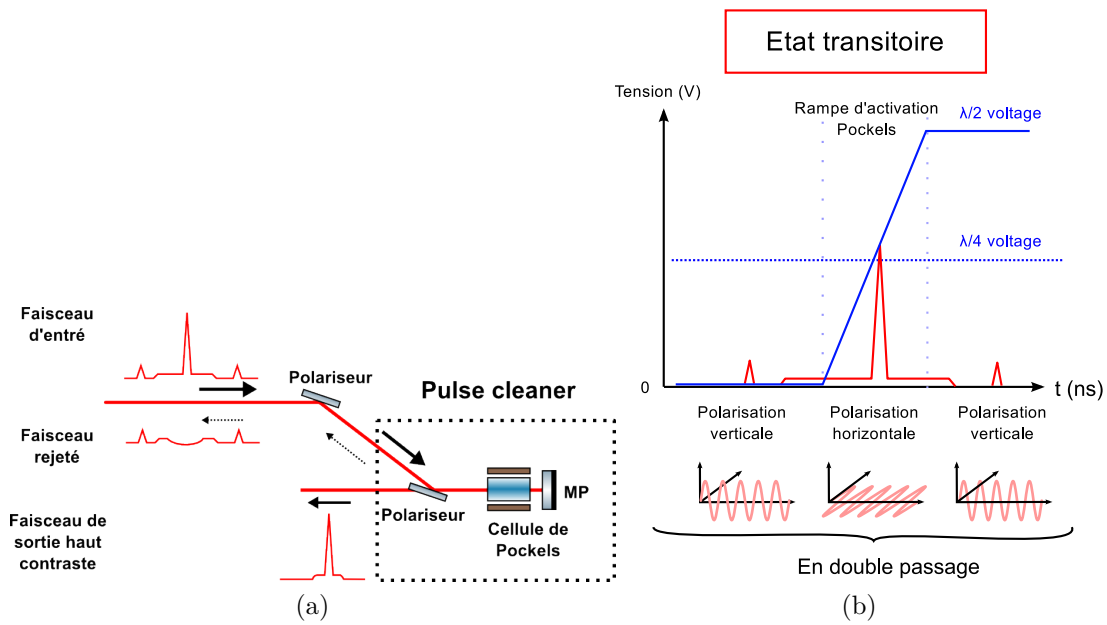


FIGURE 2.2.4 – Schéma de fonctionnement de la cellule de Pockels de nettoyage. L'impulsion traverse le dispositif (a) lors de l'activation de la haute tension (b) ce qui crée en double passage l'équivalent d'une lame demi-onde transitoire de façon à ce que la partie utile de l'impulsion soit ensuite réfléchi par le polariseur de sortie vers la suite de la chaîne laser.

### 2.2.2.2 Synchronisation du « front-end »

Le diagramme temporel représenté sur la figure 2.2.5 décrit la synchronisation du déclenchement des différents éléments du front-end. A partir du peigne d'impulsion de fréquence 74 MHz provenant de l'oscillateur, le module de synchronisation applique une division de ce signal de référence pour générer un signal d'horloge à 10 Hz. Le déclenchement du laser de pompe et des différentes cellules de Pockels du RGA est ainsi synchronisé avec l'oscillateur, avec des délais ajustables d'une précision de 500 ps.

Le délai dit «  $Ch_{out}$  » contrôle le déclenchement de la cellule de Pockels d'extraction. Ce paramètre est usuellement réglé de façon à extraire au maximum de l'amplification régénérative. Nous allons cependant le modifier pour créer des pré-impulsions favorables à la génération de laser X-UV. Une fois le filtrage temporel réalisé avec le pulse cleaner ( $CH_4$ ), le faisceau est injecté dans les amplificateurs de puissance de la chaîne laser qui sont synchronisés pour obtenir le maximum de gain en sortie.

### 2.2.2.3 Amplification de puissance – 2.5 J

Le faisceau issu du front-end est injecté dans deux amplificateurs multi-passages (4 passages) fonctionnant en régime saturé. Le premier permet d'atteindre une énergie de 500 mJ et le deuxième une énergie finale de 2.5 J. Entre chaque amplificateur, le diamètre du faisceau est augmenté pour limiter la fluence sur les cristaux, tout en extrayant le maximum d'énergie en dépassant la fluence de saturation du Ti:Sa ( $800 \text{ mJ.cm}^{-2}$ ). Le cristal du premier étage est refroidi par eau, le second est refroidi par un système cryogénique à une température de  $-80^\circ \text{C}$  afin de minimiser l'effet de lentille thermique qui altère le front d'onde à forte puissance moyenne de pompage (ici 60 W) [Ferré 02].

### 2.2.2.4 Amplification à haute énergie – 40 J

L'amplificateur haute énergie, non utilisé lors de ce travail de thèse, est capable de créer des impulsions de 40 J à 0.1 Hz. Pour cela, 4 lasers de pompes Nd:Verre de  $2 \times 12.5 \text{ J}$  réalisent le pompage d'un cristal Ti:Sa de 10 cm de diamètre. Cette partie a été réalisée dans le cadre de la thèse de F. Plé durant laquelle, l'amplification à 40 J à la cadence de 0.1 Hz a été démontrée après suppression des phénomènes de lasage transverse limitant l'amplification à haute énergie dans des cristaux Ti:Sa de grand diamètre [Plé 07a, Plé 07b].

### 2.2.2.5 Transport du faisceau – Lignes de lumière X-UV

En sortie du deuxième amplificateur de puissance, un prélèvement de quelques % est effectué à partir d'une lame à réflexion partielle ( $R=10\%$ ) et d'une lame demi-onde. Le faisceau réfléchi se propage dans un compresseur à l'air permettant d'atteindre des durées d'impulsions proches de la limite de Fourier ( $\simeq 40 \text{ fs}$ ), avec une énergie maximale de 20 mJ. L'impulsion comprimée est ensuite focalisée dans une cellule de gaz (Ar, Ne) pour la génération d'harmoniques d'ordres élevés, décrite

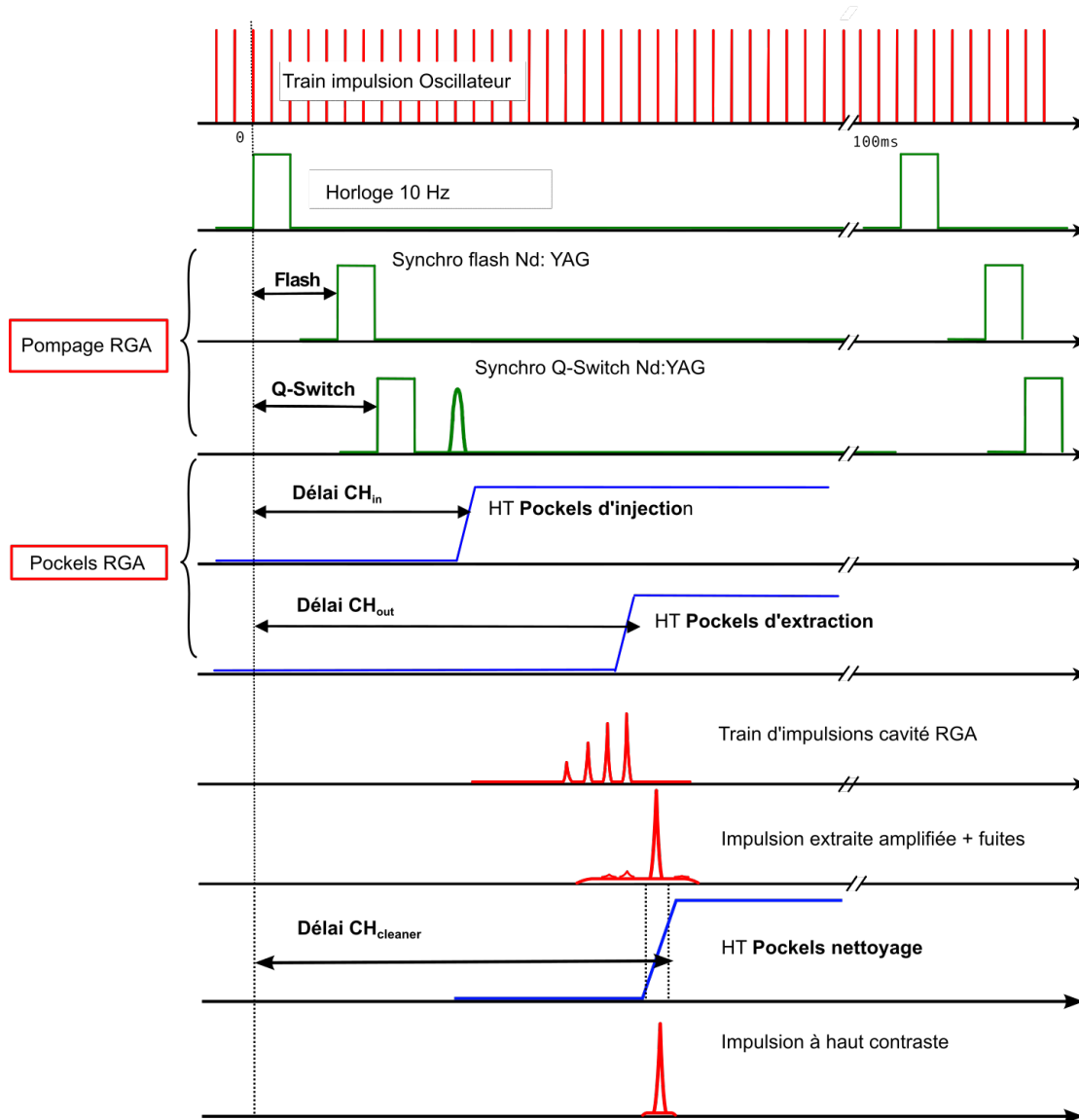


FIGURE 2.2.5 – Diagramme de synchronisation de l'amplificateur régénératif

dans la thèse de S. Daboussi. Ce manuscrit s'intéresse notamment à l'effet de la pression du gaz sur l'accord de phase [Daboussi 13].

Le faisceau transmis au niveau de la lame est injecté dans un compresseur sous vide. En effet, le laser peut atteindre des intensités après compression telles que la propagation dans l'air va induire une altération du front d'onde. On obtient alors des impulsions courtes de durées ajustables entre 40 fs et 20 ps avec une énergie maximale de 1.3 J, destinée à la production du laser X-UV.

## 2.3 Ligne de génération du laser-XUV

Nous allons présenter le dispositif expérimental dédié à la génération du laser X-UV et aux différents diagnostics mis en oeuvre dans ce travail. Le schéma de l'enceinte de génération est représenté sur la figure 2.3.1.

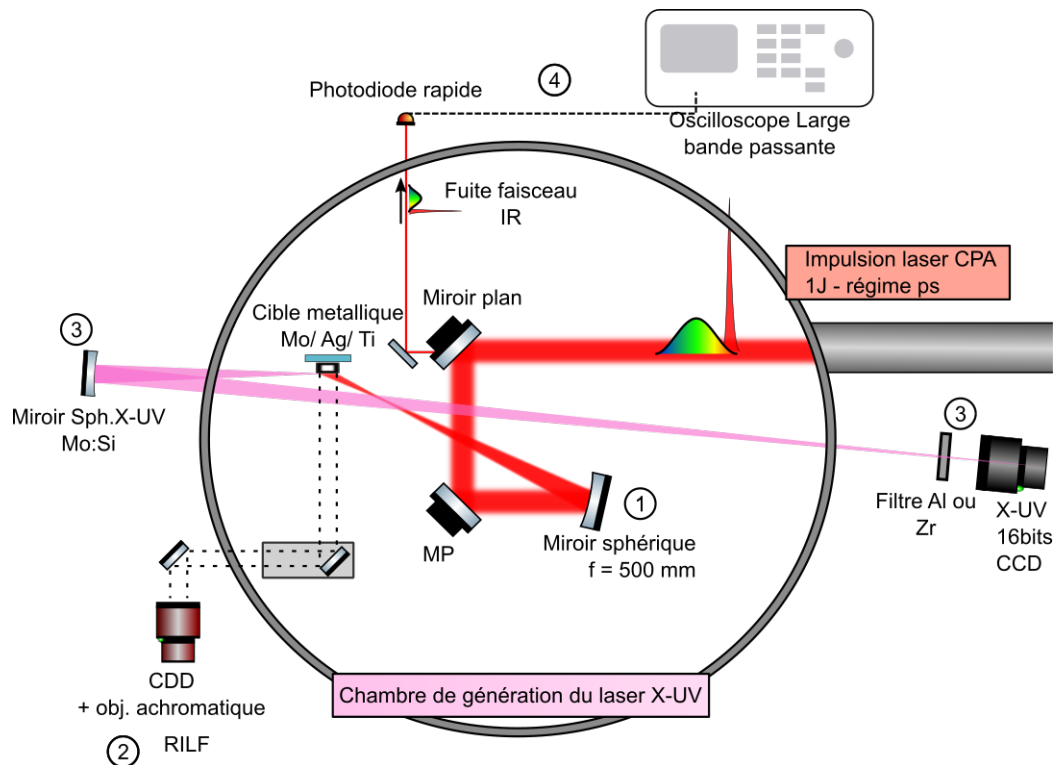


FIGURE 2.3.1 – Schéma de la chambre à vide pour la génération du laser X-UV avec (1) le système de focalisation (2) le contrôle de superposition des lignes focales (RILF), (3) l'imageur X-UV pour le diagnostic du laser X-UV et (4) la mesure des caractéristiques du faisceau de pompe.

### 2.3.1 Focalisation du faisceau de pompe

La configuration DGRIP<sup>4</sup> a été introduite sur LASERIX lors de la thèse de Daniel Zimmer [Zimmer 10] et permet de n'utiliser qu'un seul faisceau (impulsion plasma et pompe), donc un unique système de focalisation pour créer le laser X-UV. En sortie de compresseur sous vide, le faisceau laser contenant les deux impulsions est focalisé en incidence rasante avec la technique GRIP, sur une cible métallique en une ligne de 5 mm de long pour quelques dizaines de micromètres de large au moyen d'un miroir sphérique utilisé hors axe (cf. fig 2.3.2). La focalisation en incidence rasante ( $\Phi = 21^\circ$ ) permet de générer en utilisant l'astigmatisme induit par le miroir sphérique, une onde progressive intrinsèque de vitesse  $v_{TW}$  autour de  $1.1c$  à la surface de cible, ce qui permet de compenser le gain très bref du régime d'excitation transitoire (cf. § 1.2.4). Dans ces conditions de focalisation, les intensités des deux impulsions successives sont respectivement de l'ordre de  $10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$  et  $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ , ce qui correspond au régime d'interaction dit collisionnel, pour lequel le phénomène de Bremsstrahlung inverse est prépondérant (cf. § 1.2.2.2).

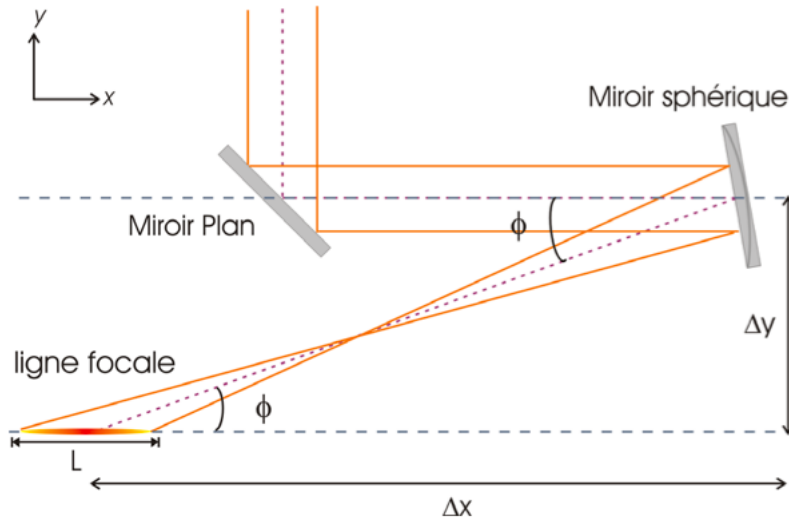


FIGURE 2.3.2 – Schéma optique du système de focalisation du faisceau de pompe sur la cible. Il se compose d'un miroir sphérique utilisé en configuration hors-axe et d'un miroir plan. La ligne focale est parallèle au faisceau incident sur le miroir sphérique.

### 2.3.2 Contrôle des lignes focales (RILF)

Le dispositif de contrôle des lignes focales (RILF<sup>5</sup>) effectue des images de la cible à l'aide d'une caméra CCD associée à un objectif achromatique. La ligne focale peut être déplacée avec une précision micrométrique grâce aux montures motorisées

4. Double Grazing Incidence Pumping

5. Reprise d'Image des Lignes Focales



du système de focalisation (miroir plan+miroir sphérique) pilotables sous vide. Le RILF se révèle particulièrement utile pour le réglage de superposition de lignes focales issues de faisceaux différents (cf. Chap. 5).

### 2.3.3 Imageur X-UV

Le système d'imagerie X-UV utilisé sur LASERIX a été conçu par l'équipe de Denis Joyeux du laboratoire Charles Fabry de l'institut d'optique. Ce diagnostic consiste à réaliser l'image à haute résolution de la source laser X-UV sur un plan orthogonal à la surface de la cible. Le dispositif se compose d'un miroir sphérique astigmatique de focale  $f = 500$  mm, de pupille rectangulaire ( $8 \times 8$  mm<sup>2</sup>) et d'une caméra X-UV rétro-éclairée à haute dynamique (16 bits). L'astigmatisme du miroir a été corrigé par l'asphérisation du substrat sphérique : la surface est polie de façon à présenter des rayons de courbures différents suivant les plans tangentiel et sagittal, telles que les deux distances focales soient confondues. Un traitement multi-couches de molybdène/ silicium a été déposé sur l'optique pour optimiser la réflectivité dans le domaine X-UV, estimée par exemple à 50 % pour  $\lambda_{Mo}=18.9$  nm et une incidence de  $1^\circ$ . Pour des raisons d'encombrements, deux miroirs plans non traités utilisés en incidence rasante (de l'ordre de  $70^\circ$ ) permettent d'aligner l'image de la sortie sur la caméra CCD X-UV 16 bits (ANDOR- BX400). Le filtrage du rayonnement parasite émis par le plasma impose de placer un jeu de filtres en amont de la caméra CCD. Positionnés sur une roue mobile, ces filtres métalliques ultra-minces sont de nature et d'épaisseur variables pour supprimer l'émission thermique du plasma, mais aussi adapter le signal du faisceau laser X-UV à la dynamique de la caméra CCD. Un étalonnage de la transmission pour différentes épaisseurs est présentée sur la figure 2.3.4.

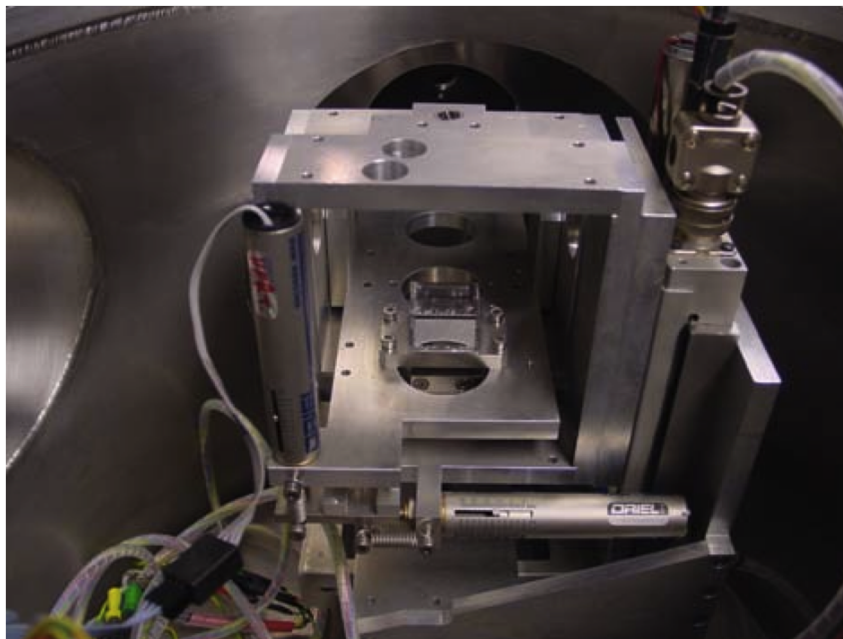


FIGURE 2.3.3 – Miroir asphérique sur son support motorisé.

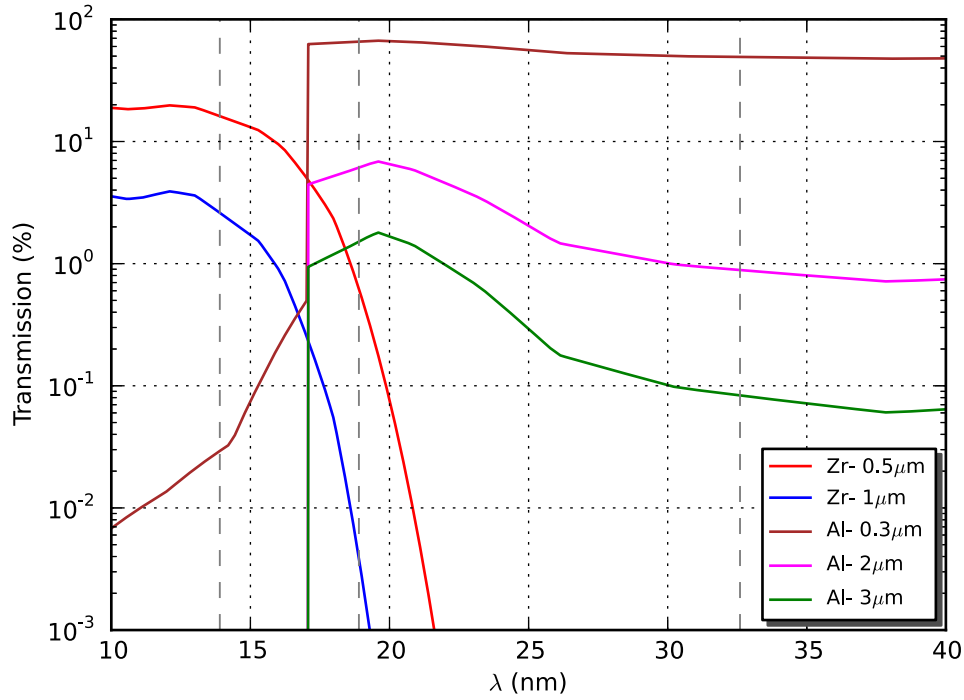


FIGURE 2.3.4 – Transmission de filtre en fonction de la longueur d’onde pour différentes épaisseurs. (source : Center for X-ray Optics (CXRO))

### 2.3.4 Définition des paramètres de mesure de la source X-UV

L’imageur haute résolution X-UV ci dessus a été le principal diagnostic des résultats de ma thèse. Il a permis l’étude de la distribution spatiale de l’énergie dans la source X-UV en fonction des différents paramètres expérimentaux. Un exemple d’image obtenue en champ proche de pupille du laser X-UV est présenté sur la figure 2.3.5. Nous avons alors accès aux informations suivantes sur la source :

- L’énergie  $E_{XUV}$  :

$$E_{XUV}(J) = \frac{N \cdot \gamma \cdot h\nu}{T \cdot R}$$

où  $N$  représente le nombre de coups enregistrés par la caméra après soustraction du fond plasma (émission thermique), le niveau d’éclairement d’un pixel variant entre 0 et 65535 (caméra 16 bits).  $T$  est la transmission du filtre utilisé et  $R$  le coefficient de réflectivité des différents miroirs. Le facteur  $\gamma$  est un facteur de conversion prenant en compte l’efficacité quantique de la caméra suivant la longueur d’onde considérée.

- Taille verticale  $L_y$  (FWHM) et horizontale  $L_x$  (FWHM) de la source, obtenues en réalisant un fit gaussien de la pupille qui nous donne accès aux écarts-types  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$ .

- Fluence exprimée comme  $F_{XUV} \propto \frac{E_{XUV}}{L_x \cdot L_y}$ .
- Distance du centroïde de la source par rapport à la cible :  $D_x$ . La surface de la cible peut être localisée en observant l'émission propre du plasma mesurée avec le filtre le plus mince.

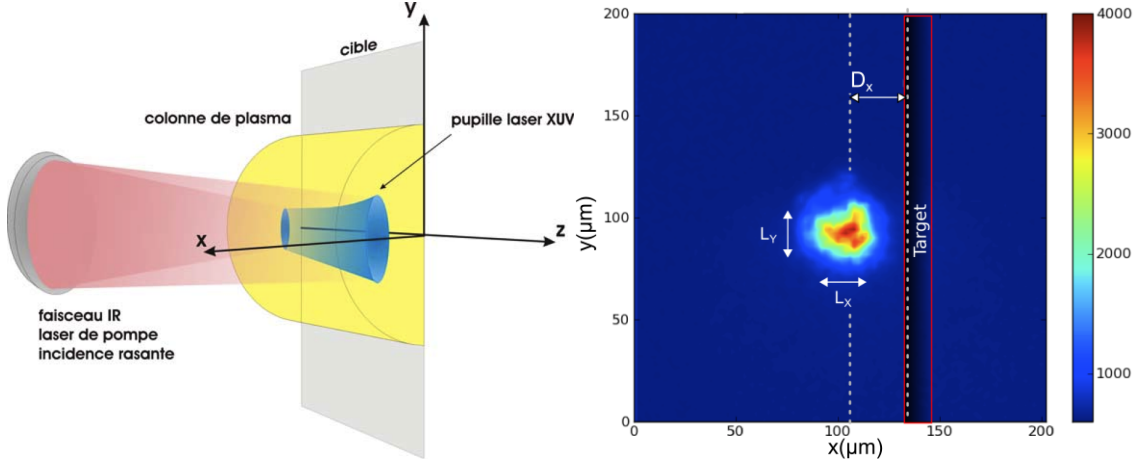


FIGURE 2.3.5 – Exemple d'image de la pupille de sortie de la colonne de plasma obtenue avec le dispositif imageur X-UV. L'imagerie se fait selon l'axe z de propagation du faisceau laser X-UV.

### 2.3.5 Définition des paramètres de contrôle des impulsions laser

Pour caractériser le délai entre les impulsions laser et le rapport en énergie entre chacune des impulsions utilisées pour la génération du laser X-UV, une photodiode ultra-rapide (temps de réponse de quelques picosecondes) mesure la fuite d'un miroir avant le système de focalisation. La précision de mesure est limitée par l'oscilloscope à une résolution de 400 ps. On introduit le paramètre  $\mathbf{R}_{impulsion}$  correspondant au rapport entre l'énergie laser de l'impulsion considérée et l'énergie laser totale :

$$\mathbf{R}_{impulsion} = \frac{E_{impulsion}}{E_{tot}}$$

- Le rapport en énergie de l'impulsion plasma et de la pré-impulsion est défini comme suit :

$$\mathbf{R}_{Plasma} = \frac{E_{plasma}}{E_{tot}} \quad ; \quad \mathbf{R}_{Précurseur} = \frac{E_{Précurseur}}{E_{tot}} \quad (2.3.1)$$

où  $E_{plasma}$  et  $E_{précurseur}$  désignent respectivement l'énergie de l'impulsion plasma et de la pré-impulsion incidentes sur la cible.

$E_{tot} = E_{plasma} + E_{pompe} + E_{précurseur}$  est l'énergie laser totale sur cible.

- Le délai temporel (pic à pic) entre l'impulsion plasma et l'impulsion de pompe :  $\Delta t_{Plasma}$

- Le délai temporel (pic à pic) entre l'impulsion précurseur et l'impulsion de pompe :  $\Delta t_{Précurseur}$

Nous examinerons par la suite des moyens mis en oeuvre pour ajuster ces paramètres.

### 2.3.6 Récapitulatif des caractéristiques du laser de pompe

Les tableaux ci dessous (2.1) résument les caractéristiques expérimentales présentes sur la station Laserix.

Impulsion	Plasma	Pompe
Cristal amplificateur	Ti :Sa	
Durée de l'impulsion ( $\tau_{impulsion}$ )	200 ps $\rightarrow$ 220 ps	1 ps $\rightarrow$ 20 ps
Energie laser	1.3 J réparti sur les deux impulsions	

(a)

Cible	
Matériau	Molybdène, Argent, Titane
Dimension cible solide	$4 \times 40 \text{ mm}^2$
Dimensions lignes focales	$4.7 \times 0.05 \text{ mm}^2$
vitesse onde progressive $v_{TW}$	1.1 c

(b)

TABLE 2.1 – Récapitulatif des paramètres du dispositif expérimental DGRIP (caractéristiques du laser + cible)



## Chapitre 3

# Mise en évidence du rôle des pré-impulsions : Production d'un train d'impulsions contrôlé avec l'amplificateur régénératif

### Plan du chapitre

---

3.1	Dispositif de génération de l'impulsion plasma : configuration DGRIP	58
3.2	Génération de la pré-impulsion et de l'ASE avec l'amplificateur régénératif . . . . .	59
3.2.1	Principe : modification de la synchronisation du RGA . . . . .	61
3.3	Résultats expérimentaux – influence de l'ASE et de la pré-impulsion .	64
3.3.1	Mise en évidence du rôle du piédestal temporel . . . . .	64
3.3.2	Etude de l'influence de la pré-impulsion sur la génération du laser X-UV . . . . .	70
3.3.3	Etude sur la durée de vie de la cible . . . . .	71
3.4	Conclusion de l'expérience . . . . .	74

---

## **Introduction**

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les sources laser X-UV générées sur la station LASERIX sont obtenues à partir de l'interaction de deux impulsions laser sur une cible solide. La première impulsion, appelée « impulsion plasma », de durée nanoseconde, crée une colonne de plasma qui va constituer le milieu amplificateur. Après plusieurs centaines de picosecondes, la deuxième impulsion, appelée « impulsion de pompe », de durée picoseconde, pompe les ions lasants du plasma en expansion. Une amplification de l'émission spontanée dans la gamme spectrale X-UV est ainsi obtenue.

Le rôle positif d'une pré-impulsion ou d'un piédestal laser sur l'efficacité de génération de laser X-UV est connu depuis le schéma QSS et a pu être mis en évidence sur les lasers TCE au travers de plusieurs études [Kim 08, Janulewicz 10]. Il a été vérifié expérimentalement sur la station LASERIX, lors de la thèse de Jamil Habib, qu'une pré-impulsion de faible énergie (quelques mJ) et de courte durée (quelques ps) pouvait être favorable à l'augmentation de l'énergie X-UV mais aussi à la durée de vie de la cible [Habib 12]. Ce dernier paramètre est particulièrement important dans le cadre d'expériences qui nécessitent de fortes doses de rayonnements X-UV par accumulation de tirs à haute cadence [Zielbauer 10]. Différentes études montrent que la présence d'une pré-impulsion permet de réduire les gradients de densité dans le plasma amplificateur et donc de diminuer la réfraction pour permettre au faisceau X-UV de parcourir une plus grande distance à l'intérieur de la zone de gain. En schéma GRIP, ce phénomène est également ressenti par l'impulsion de pompe qui pénètre plus efficacement dans les zones de hautes densités.

Ce chapitre a pour objectif de retrouver ces différents effets au travers d'une première approche expérimentale simple à mettre en oeuvre, car elle ne nécessite pas l'ajout d'un nouveau dispositif au sein du système laser pilote. Après avoir préalablement décrit la méthode de production de l'impulsion plasma propre à cette expérience, nous présenterons une étude expérimentale de l'effet d'une pré-impulsion et de l'ASE produits dans l'amplificateur régénératif (RGA) sur la génération du laser X-UV.

### **3.1 Dispositif de génération de l'impulsion plasma : configuration DGRIP**

Lors de la thèse de Daniel Zimmer dans l'équipe LASERIX, un dispositif avait été développé pour permettre la production de deux impulsions consécutives servant à générer le laser X-UV le long d'un seul trajet optique, permettant ainsi de simplifier le dispositif de focalisation et d'améliorer la stabilité de la source.

Un module de type interféromètre de Mach-Zehnder, situé après l'étireur de Öffner et avant l'amplificateur régénératif, est utilisé pour créer les deux impulsions (cf. Fig. 3.1.1). Un cube séparateur de polarisation associé à une lame demi-onde (ordre zéro) permet de séparer le faisceau en deux parties ayant des polarisations

orthogonales. La lame demi-onde est montée sur une platine de rotation qui permet d'ajuster l'énergie relative des deux bras de l'interféromètre. La partie transmise de polarisation P se propage dans un étireur à lentille, de type Martinez [Martinez 87] afin d'ajouter une dispersion de vitesse de groupe positive à la phase spectrale introduite par l'étireur de Öffner. Le faisceau réfléchi se propage dans une ligne à retard motorisée qui permet de contrôler le retard entre les deux impulsions au moment de la recombinaison avec une lame à réflexion semi-réfléchissante (50/50). L'amplification régénérative est synchronisée avec l'impulsion plasma et permet par filtrage du mode transverse dans la cavité, d'obtenir une parfaite recombinaison des deux impulsions en sortie. Notons que la fenêtre temporelle d'ouverture des deux cellules de Pockels (plusieurs dizaines de nanosecondes) est suffisamment large pour respectivement injecter et extraire les deux impulsions.

Les deux impulsions sont ensuite injectées dans les amplificateurs de puissance jusqu'à atteindre une énergie totale (plasma + pompe) de 2.5 J. Elles traversent ensuite le compresseur qui permet de compenser de façon optimale la dispersion de l'impulsion de pompe qui n'a subi que l'étirement du triplet de Öffner, laissant une phase résiduelle importante à l'impulsion plasma. Au bilan nous obtenons donc après compression le duo d'impulsion suivant (cf. Fig. 3.1.2) :

- Impulsion plasma de durée fixée par la géométrie de l'étireur Martinez (environ 200 ps) pour la création du plasma.
- Impulsion de pompe comprimée jusqu'à une durée comprise entre 1 et 20 ps pour le pompage du laser X-UV.

Le délai entre les deux impulsions peut varier entre 50 ps et 3 ns avec une précision  $< 10$  fs, grâce à la ligne à retard à réglage piezo-électrique. La balance en énergie entre les deux impulsions est contrôlable à l'aide d'une monture à rotation piezo-électrique, qui autorise un réglage fin de la rotation de la lame demi-onde (précision de 1 mrad qui équivaut à une précision minimale de 5 % pour le réglage de l'énergie).

## 3.2 Génération de la pré-impulsion et de l'ASE avec l'amplificateur régénératif

Comme cela a été décrit dans le chapitre 1, l'amplificateur régénératif présente l'avantage d'améliorer la qualité spatiale et la stabilité de pointé du faisceau amplifié. Néanmoins, l'utilisation d'une cavité avec l'injection d'une faible énergie laser dans un amplificateur à fort gain favorise la génération d'un piédestal laser de durée nanoseconde autour de l'impulsion amplifiée : il s'agit de l'amplification de l'émission spontanée (ASE) du cristal qui se construit avec l'amplification de l'impulsion injectée. De plus, les optiques polarisantes présentes dans la cavité ont un taux d'extinction imparfait, responsables de l'apparition d'impulsions parasites à chaque aller-retour dans la cavité. Ces répliques, notamment celles qui apparaissent sur la



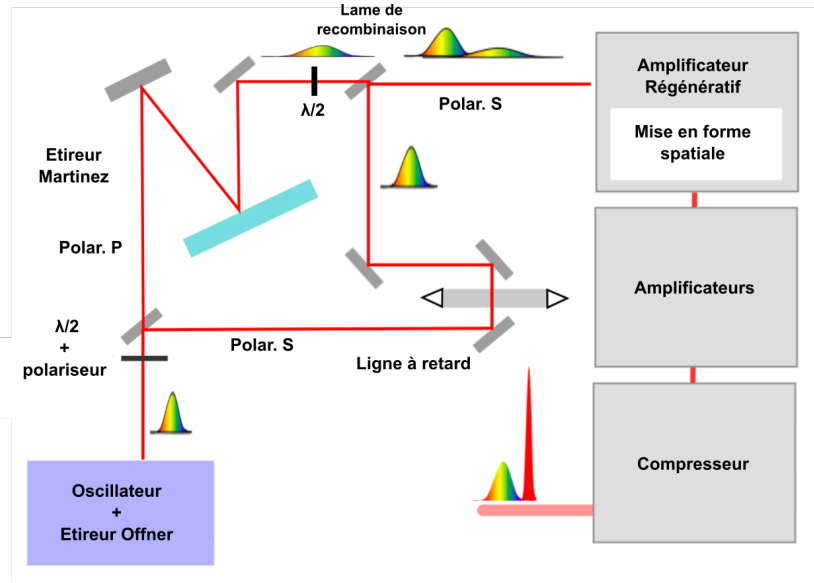


FIGURE 3.1.1 – Schéma du dispositif de génération de l'impulsion plasma pour la configuration DGRIP. Après séparation, une fraction du faisceau préalablement étiré se propage dans un deuxième étireur tandis que la partie réfléchie est envoyée dans une ligne à retard. Les deux faisceaux sont recombinaisonnés puis injectés dans la chaîne d'amplification.

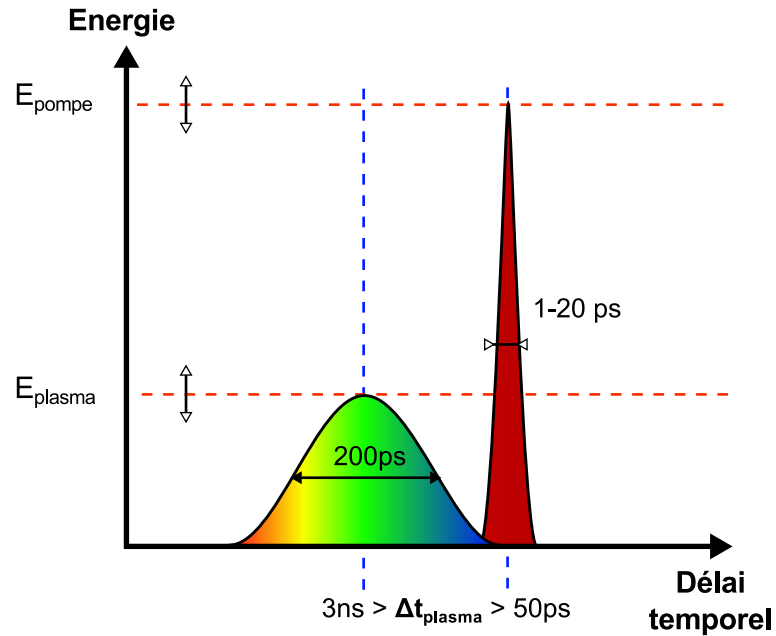


FIGURE 3.1.2 – Profil temporel du schéma de pompage DGRIP. Le retard  $\Delta t_{plasma}$  et la balance en énergie entre les deux impulsions sont contrôlables à l'aide du dispositif de type interféromètre de Mach Zehnder.

partie avant de l'impulsion – les pré-impulsions – peuvent être supprimées ou fortement atténuées à l'aide de la cellule de Pockels de nettoyage (« Pulse Cleaner ») (cf. Chap.2 §. 2.2.4a). Dans cette étude, c'est précisément le niveau d'ASE et les pré-impulsions générées dans cet amplificateur que nous allons utiliser.

### 3.2.1 Principe : modification de la synchronisation du RGA

Nous avons décrit dans le chapitre 2, le principe de fonctionnement « normal » du RGA qui consiste à amplifier une impulsion étirée en maintenant un niveau de contraste temporel optimal. L'approche présentée dans cette partie consiste à modifier la synchronisation de la cellule de Pockels d'extraction, afin de faire apparaître et de contrôler l'intensité d'une pré-impulsion ainsi que le niveau de l'ASE, qui seront injectés dans la suite de la chaîne d'amplification.

Pour ce faire, la cellule de Pockels du « Pulse Cleaner » est préalablement désactivée et remplacée par une lame quart d'onde qui permet de faire tourner la polarisation de  $90^\circ$  de façon statique après un double passage, afin de supprimer le filtrage temporel qui épure le front avant de l'impulsion laser. Le principe de fonctionnement du RGA (présenté au chapitre 2 §. 2.2.3) étant basé sur un schéma en cavité linéaire au sein de laquelle une impulsion laser effectue un grand nombre d'aller-retours, il existe potentiellement de nombreuses impulsions satellites qui peuvent apparaître sur le front avant de l'impulsion principale si la cavité présente une fuite au niveau du polariseur d'extraction. Parmi toutes ces pré-impulsions, nous considérons celle qui précède l'éjection de l'impulsion principale comme indiqué sur la figure 3.2.1, car c'est avec cette dernière que nous allons contrôler son énergie. Dans la suite de ce chapitre, nous nommerons donc « pré-impulsion », l'impulsion correspondant à l'aller-retour précédent l'extraction, située à environ 14 ns de l'impulsion principale.

La synchronisation de l'extraction (via le paramètre  $Ch_{out}$ ) est modifié suivant deux approches distinctes :

- La première, dont le principe est illustré sur la figure 3.2.1, consiste à déclencher la cellule de Pockels un aller-retour plus tard que le maximum en énergie observé sur le peigne d'impulsion. On pourrait de la même façon introduire plusieurs aller-retours supplémentaires. Ceci induit une légère diminution de l'énergie extraite mais laisse un temps plus important à l'amplification de l'ASE dans le RGA. La synchronisation du pompage des amplificateurs de puissance demeure inchangée par rapport au fonctionnement nominale du laser, de sorte que le piédestal avant de l'impulsion principale traverse une zone de gain élevé qui favorise l'amplification de l'ASE et des pré-impulsions.
- La deuxième permet un ajustement plus précis de l'énergie de la pré-impulsion, et ce indépendamment du niveau d'ASE (cf. Fig. 3.2.2). On déclenche l'ouverture de la Pockels suffisamment tôt pour que l'impulsion précédant l'impulsion principale soit partiellement extraite lors de la phase transitoire d'ouverture de la cellule de Pockels, le long de la rampe de tension. Le déclenchement (paramètre  $Ch_{out}$ ) peut être réglé finement, par pas de 500 ps, ce qui permet un

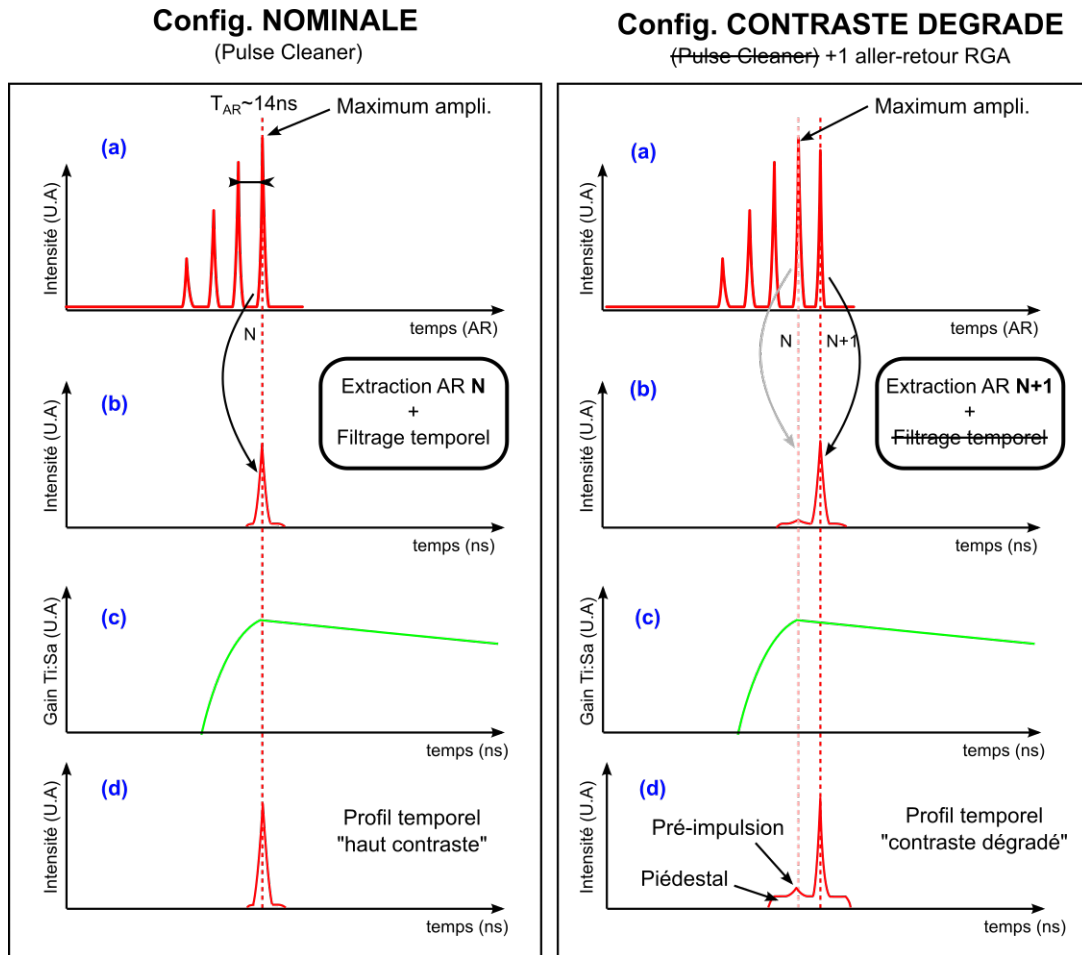


FIGURE 3.2.1 – Chronogrammes de principe illustrant la modification du profil temporel de l'impulsion amplifiée en fonction du nombre d'AR dans le RGA (approche 1). On représente respectivement (a) le train d'impulsion dans la cavité RGA, (b) l'impulsion extraite injectée dans les amplificateurs de puissance avec (c) le gain des amplificateurs de puissance et (d) le profil de l'impulsion en sortie de chaîne.

contrôle du niveau d'énergie de la pré-impulsion qui est ensuite amplifiée dans les étages de puissance de la chaîne laser. Cette méthode permet un rapport en énergie ( $R_{Précurseur}$ ) compris entre 0 et 35 % comme illustré en figure 3.3.6.

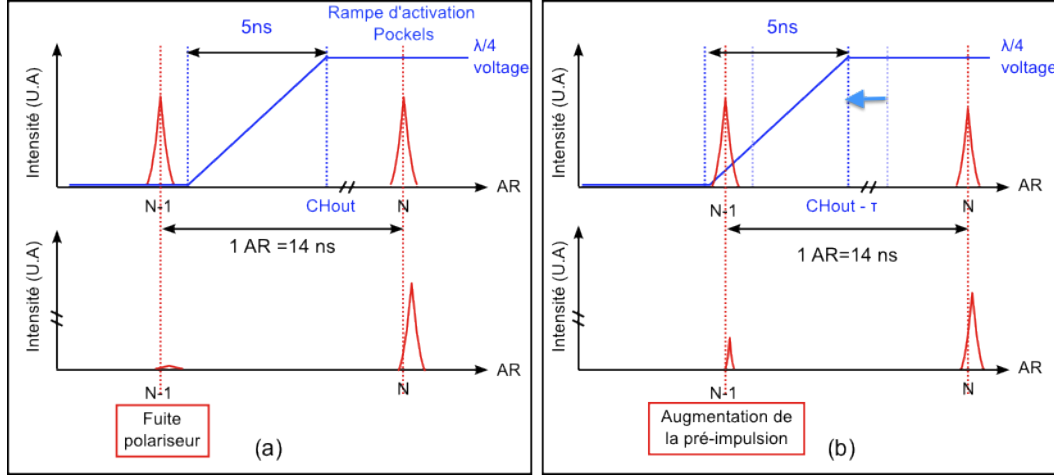


FIGURE 3.2.2 – Principe de génération contrôlée d'une pré-impulsion à l'aide de la rampe haute tension de commutation de la cellule de Pockels d'extraction du RGA (approche 2), illustré pour deux positions du délai d'extraction  $Ch_{out}$  : (a) Réglage « normal », déclenchement effectué immédiatement après le passage de l'impulsion à travers la cellule de Pockels, la pré-impulsion extraite n'est due qu'à la fuite naturelle du polariseur, qui est usuellement supprimée par l'action du Pulse Cleaner. (b) Le déclenchement est avancé finement de sorte que le recouvrement partiel de l'impulsion provoque une fuite contrôlée au niveau du polariseur d'extraction.

Notons que par ce même procédé, on génère également une pré-impulsion propre à l'impulsion plasma. Dans notre étude, nous considérerons seulement celle qui est liée à l'impulsion de pompe, qui contient une plus grande part de l'énergie laser et qui présente une durée après compression plus courte d'un à deux ordres de grandeurs ; cela se traduit par une intensité sur cible beaucoup plus importante.

Le tableau 3.1 récapitule les paramètres de réglage pour l'optimisation de la génération du laser X-UV, dans le cadre de ce chapitre.

	Pré-impulsion	Impulsion Plasma	Impulsion Pompe
$\tau_{impulsion}$ (ps)	$= \tau_{pompe}$	200 $\rightarrow$ 220	1 $\rightarrow$ 20
$\Delta t_{précurseur}$	14 ns ( $= \tau_{AR}$ )	–	–
$\Delta t_{plasma}$	–	50 ps $\rightarrow$ 3 ns	
$R_{impulsion}$ (%)	0 $\rightarrow$ 35	0 $\rightarrow$ 100	–

TABLE 3.1 – Récapitulatif des paramètres laser et leur plage de fonctionnement.

### 3.3 Résultats expérimentaux – influence de l'ASE et de la pré-impulsion

Dans cette partie, nous présentons une étude expérimentale de la création d'un laser X-UV à partir d'une cible de Molybdène ( $\lambda = 18.9 \text{ nm}$ ). Nous montrons l'effet du contraste temporel sur l'énergie du laser X-UV et ses caractéristiques spatiales en champ proche (largeur  $L_x$  et la distance à la cible  $D_x$ ). Dans un premier temps, le rôle de l'ASE combiné à la pré-impulsion est évalué en utilisant l'approche 1 décrite au paragraphe précédent. Ensuite, le rôle spécifique de la pré-impulsion courte sera étudié à l'aide de l'approche 2.

#### 3.3.1 Mise en évidence du rôle du piédestal temporel

La première expérience consiste à mesurer et à comparer les caractéristiques de la source X-UV en fonction du retard entre l'impulsion plasma et l'impulsion de pompe  $\Delta t_{Plasma}$ , dans trois configurations pour lesquelles le filtrage temporel et les paramètres d'extraction RGA ont été définis comme suit :

- **Configuration 1 (C1)** : Le « Pulse Cleaner » est actif, l'extraction du RGA est effectuée au maximum d'énergie (configuration « nominale »). Seules les impulsions du DGRIP participent à l'émission du laser X-UV.
- **Configuration 2 (C2)** : Le « Pulse Cleaner » est inactif et l'extraction reste inchangée (configuration « contraste dégradé »). La configuration DGRIP est accompagnée d'une pré-impulsion non contrôlée et de faible intensité constituée de la fuite du RGA et d'un fond d'ASE.
- **Configuration 3 (C3)** : Le « Pulse Cleaner » est inactif et l'extraction est retardée de 20 ns (configuration « contraste dégradé » + 1 AR supplémentaire).

La figure 3.3.1 présente les mesures obtenues avec une photodiode rapide du profil temporel du front avant pour chaque configuration. Lorsque le Pulse Cleaner est inactif, on ne filtre plus la pré-impulsion ni l'ASE formées dans le RGA. De même, l'ajout d'un aller-retour dans la cavité RGA provoque l'augmentation du niveau d'ASE et celui de la pré-impulsion du fait de la synchronisation des amplificateurs de puissance qui reste inchangée.

La durée de l'impulsion de pompe et la fraction d'énergie contenue dans l'impulsion plasma ( $R_{Plasma}$ ) sont fixées de façon à optimiser l'énergie du signal X-UV pour la configuration de base (C1) puis maintenues identiques pour les autres configurations C2 et C3 à savoir :

$$\begin{cases} t_{pompe} = 2 \text{ ps} \\ R_{plasma} = 30 \% \end{cases}$$

Les résultats de cette étude sont reportés sur la figure 3.3.2. Pour chaque configuration, un exemple d'imagerie du champ proche enregistré pour un délai  $\Delta t_{Plasma}$

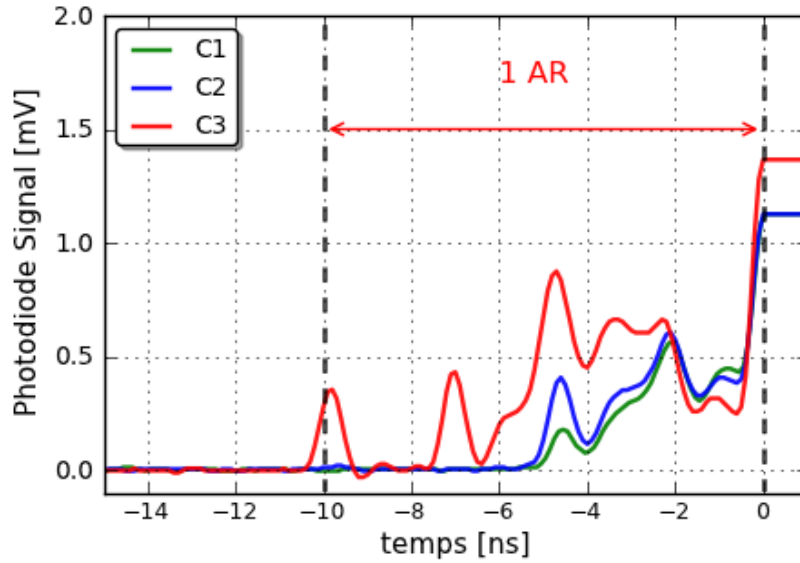


FIGURE 3.3.1 – Mesures du profil temporel du front avant de l'impulsion de pompe pour les différentes configurations de fonctionnement du RGA. Les impulsions plasma et pompe sont localisées à 0 ns (pic saturé), l'ASE entre -6 et 0 ns et la pré-impulsion à -10 ns (temps d'un aller-retour dans la cavité RGA).

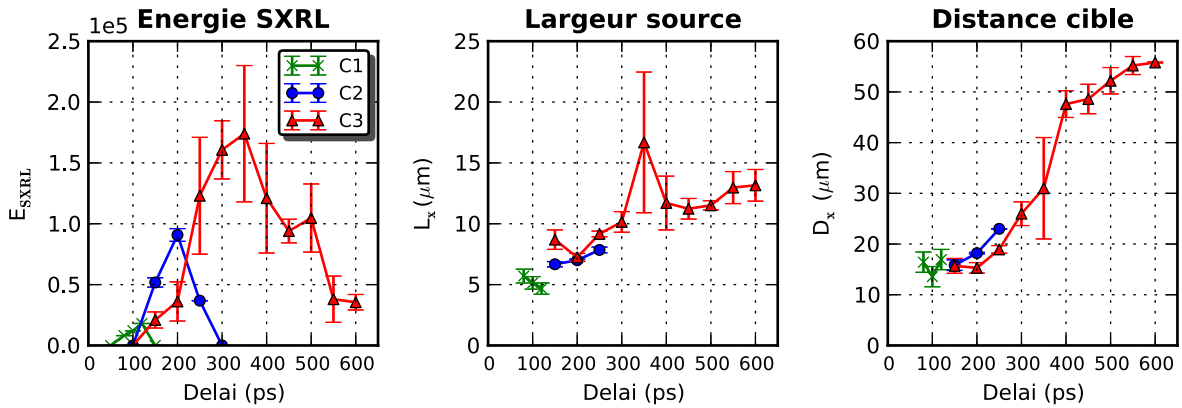


FIGURE 3.3.2 – Mesures de l'énergie intégrée  $E_{XUV}$ , de la largeur  $L_x$  et de la distance  $D_x$  de l'émission X-UV par rapport à la cible en fonction du délai  $\Delta t_{Plasma}$  dans trois configurations d'extraction du RGA : (a) C1 « haut contraste », (b) C2 « contraste dégradé », (c) C3 « contraste dégradé + 1 AR ». Les barres d'erreurs représentent la dispersion sur une dizaine de tirs.

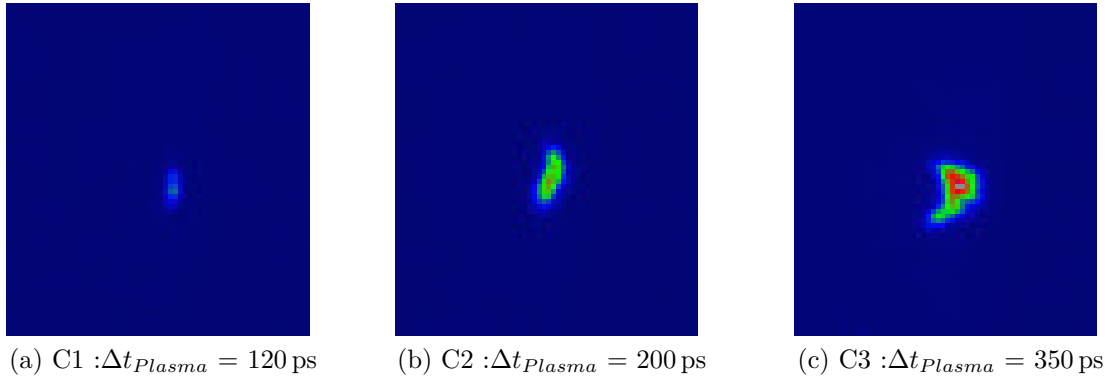


FIGURE 3.3.3 – Images du champ proche de la pupille d'émission laser X-UV obtenues dans chacune des configurations pour un délai  $\Delta t_{Plasma}$  optimal en énergie.

optimal en énergie X-UV est donné en figure 3.3.3.

Dans la configuration C1, correspondant au fonctionnement nominal du laser pilote, on obtient une énergie X-UV maximale de l'ordre de  $2 \times 10^4$  coups sur la caméra pour un délai de l'ordre de 120 ps, avec une efficacité qui tombe rapidement, le signal disparaissant à 150 ps. Dans la fenêtre d'efficacité, la dimension et la position de la source restent stables autour respectivement de  $5 \mu\text{m}$  de largeur et  $15 \mu\text{m}$  de distance par rapport à la cible.

Lorsque le Pulse Cleaner est inactif - configuration C2 - l'émission X-UV est obtenue pour des délais compris entre 150 et 250 ps avec une énergie maximale de  $9 \times 10^4$  coups, atteint pour un retard de 200 ps. Sur cette plage de 100 ps, on observe que la source s'éloigne de la cible (de 16 à  $23 \mu\text{m}$ ) à mesure que le délai augmente tandis que la dimension horizontale de la source augmente de  $6.5$  à  $8 \mu\text{m}$ .

Lorsqu'un aller-retour est ajouté dans la cavité RGA - configuration C3 - l'émission X-UV a lieu dans une fenêtre temporelle de près de 450 ps, avec toutefois une dispersion des mesures plus importante comparée à C1 et C2 : le seuil d'effet laser se situe à un délai de 150 ps, l'énergie augmente pour atteindre son maximum ( $1.7 \times 10^5$ ) à 350 ps puis diminue pour disparaître au delà de 600 ps. Sur le plan géométrique, la dimension de la pupille source augmente de 50 % entre 200 et 600 ps, tandis que la zone d'émission s'éloigne de la cible de  $40 \mu\text{m}$  pour le même intervalle. On remarque également que l'augmentation de  $D_x$  est plus marquée au voisinage du délai optimal et que la largeur  $L_x$  mesurée à 400 ps est exceptionnellement élevée et présente une forte dispersion.

Nous constatons ainsi dans cette expérience que l'apport progressif d'énergie dans le piédestal permet d'augmenter l'énergie X-UV (facteur 8 entre C1 et C3), ceci s'accompagnant d'une augmentation du délai optimal entre l'impulsion plasma et l'impulsion de pompe (cf. Tab. 3.2), ainsi que de la fenêtre temporelle d'efficacité. Notons que dans le cas nominal (C1), les meilleures conditions plasma pour déposer l'énergie de pompe se produisent dans l'enveloppe de l'impulsion plasma

( $\Delta t_{\text{plasma}-C1} \simeq \frac{\tau_{\text{plasma}}}{2}$ ), ce qui signifie qu’une partie de l’impulsion plasma n’est pas mise à profit dans la génération du laser X-UV.

	$\Delta t_{\text{Plasma}}$ (ps)	$E_{\text{XUV}}$ ( $\times 10^4$ coups)	$L_x$ ( $\mu\text{m}$ )	$D_x$ ( $\mu\text{m}$ )
C1	120	$2 \pm 0.2$	$4.6 \pm 0.4$	$16.9 \pm 2.0$
C2	200	$9 \pm 0.5$	$7.0 \pm 0.1$	$18.2 \pm 0.1$
C3	300	$16 \pm 2.3$	$9.1 \pm 0.2$	$25.9 \pm 2.3$

TABLE 3.2 – Caractéristiques du laser X-UV mesurés en champ proche au délai optimal.

La largeur de la pupille de l’émission X-UV ( $L_x$ ) observée en champ proche traduit la largeur de la zone de gain engendrée à la suite de l’absorption de l’impulsion de pompe tandis que  $D_x$  donne une indication de la position de la zone de densité électronique pour laquelle  $n_e = n_{e,GRIP}$ . Elle est liée à la vitesse d’expansion du plasma à délai fixé. On a pu observer que les paramètres  $L_x$  et  $D_x$  augmentent avec des délais tels que  $\Delta t_{\text{Plasma}} > \frac{\tau_{\text{plasma}}}{2}$ , qui correspondent aux cas où l’énergie de pompe est déposée après l’interaction de l’impulsion plasma avec la cible. La détente avant l’interaction avec l’impulsion de pompe se caractérise par une relaxation des gradients de densité électronique ainsi qu’un éloignement par rapport à la cible de la zone d’absorption. Par conséquent, on s’attend à ce que l’absorption de l’impulsion de pompe autour de la densité GRIP soit réalisée à une distance plus élevée de la cible (augmentation de  $D_x$ ) à mesure que le délai augmente (tant que les conditions de lasage sont réunies). Ce comportement n’est pas visible pour C1 où les délais favorables sont trop courts, probablement parce qu’il n’y a plus assez d’ions lasants (nickeloïdes) dans la zone d’absorption de l’énergie de pompe, mais se confirme pour C2 et se vérifie pour C3 sur une plage de délai plus importante.

La comparaison avec des simulations numériques permettent d’élaborer l’hypothèse suivante : l’augmentation du volume du plasma liée à la pré-impulsion fait que l’impulsion de pompe est absorbée dans un volume plus important et donc que les températures électroniques atteintes sont moins élevées. Ceci engendre une ionisation plus lente, en conséquence de quoi un temps de relaxation supplémentaire du plasma est nécessaire pour obtenir les ions nickeloïdes.

L’absorption de la pompe s’effectue alors probablement dans un plasma plus détendu, dans lequel les gradients de densité ont diminué lorsqu’on augmente le niveau d’énergie contenue dans l’ASE et la pré-impulsion. L’impulsion de pompe se retrouve ainsi absorbée sur un volume plus important du plasma grâce à des gradients plus faibles comparés à la configuration nominale C1. Par ailleurs, nous avons vu dans le premier chapitre que des gradients de densité électronique plus faibles induisent une réfraction du faisceau X-UV réduite lors de sa propagation dans le plasma amplificateur, et notamment dans la zone de gain. Ainsi, l’amplification du faisceau X-UV s’effectue sur une plus grande longueur de la zone de gain, ce qui se traduit par une augmentation de l’énergie de sortie. On obtient donc une absorption de l’impulsion



de pompe dans un volume plus important qui engendre une meilleure efficacité de génération laser X-UV.

La configuration C3, met en évidence une augmentation continue de la distance à la cible ( $D_x$ ) avec le délai pour des valeurs comprises entre 300 et 500 ps (cf. Fig. 3.3.2). On observe un point singulier à 350 ps, délai correspondant à l'énergie X-UV maximale, marqué par une dispersion importante des caractéristiques spatiales mesurées en champ proche. Cette cassure dans le rythme d'éloignement de l'émission s'accompagne d'une largeur exceptionnellement élevée ( $L_x \simeq 17 \mu\text{m}$ ) associée à une dispersion plus importante ( $\pm 6 \mu\text{m}$ ). Ce phénomène est illustré sur la figure 3.3.5 pour trois images champ proche obtenues respectivement pour  $\Delta t_{\text{Plasma}} = 300, 350$  et  $400$  ps. Pour le premier délai, la pupille X-UV est relativement homogène et se localise près de la cible ( $25 \mu\text{m}$ ). En augmentant le délai, une deuxième zone d'émission X-UV de moindre intensité apparaît à environ  $20 \mu\text{m}$  de la première, dans l'axe normal à la cible (X). L'énergie X-UV, comparable au cas précédent, se répartit sur deux lobes séparés par une zone « inerte ». Lorsque le délai augmente à nouveau, la structure reste inchangée mais la répartition en intensité est modifiée, la deuxième zone présente une énergie X-UV supérieure à la première. Pour des délais dépassant 400 ps, la première zone s'éteint complètement et l'énergie se concentre uniquement dans la deuxième zone.

Ce comportement très spécifique à la configuration C3, pour laquelle on peut observer une double zone de gain perpendiculairement à la cible, peut s'interpréter en supposant que la structuration temporelle du laser de pompe s'imprime dans le profil de densité électronique transverse du plasma, créant ainsi une zone sous dense située entre deux zones de densité GRIP. Des études précédentes ont été menées pour quantifier l'influence de pré-impulsions sur le profil de densité électronique [Cassou 06, Janulewicz 10]. Les simulations hydrodynamiques correspondantes montrent que la présence du précurseur peut être à l'origine, selon certaines conditions liées au délai et l'énergie, de l'apparition d'une « bosse » dans le profil de densité suivant l'axe de détente du plasma [Zhao 07]. La figure 3.3.4 schématise le profil transverse de la densité électronique et son évolution en fonction du délai entre les deux impulsions. Lorsque l'impulsion plasma n'a pas totalement interagi avec le plasma pré-formé ( $\Delta t_{\text{Plasma}} \lesssim \frac{t_{\text{plasma}}}{2}$ ), l'impulsion de pompe chauffe les électrons dans une zone localisée près de la cible ( $x_1$ ). Pour des délais de l'ordre de la durée de l'impulsion plasma, une bosse de densité à une position  $x_2$  apparaît et la densité électronique devient suffisante pour engendrer une absorption de l'impulsion de pompe conduisant à la formation d'une première zone de gain. L'impulsion de pompe est alors partiellement absorbée dans cette zone et la fraction restante interagit plus près de la cible à une position décalée ( $x_1 + \delta x$ ) liée à l'expansion du plasma.

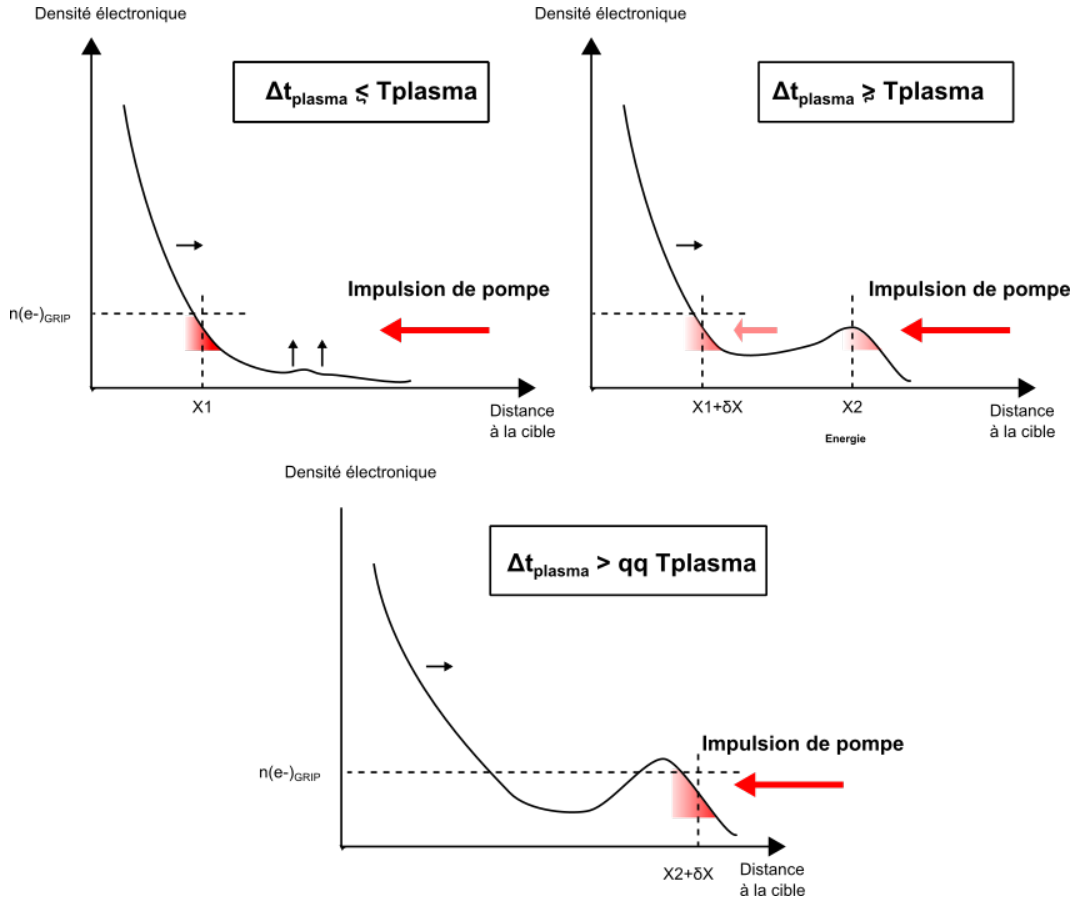


FIGURE 3.3.4 – Profils de densité suivant l'axe de détente du plasma, perpendiculaire à la surface de la cible suivant différents retard  $\Delta t_{\text{plasma}}$ . Pour des délais inférieurs à la durée de l'impulsion plasma, l'impulsion est majoritairement absorbée à une position  $x = x_1$  correspondant à la densité  $n_{e, \text{GRIP}}$  (zone en rouge). À mesure que le délai augmente, une bosse de densité apparaît suite à l'interaction de l'impulsion plasma avec le pré-plasma. Une fraction de l'impulsion de pompe est donc absorbée à une position  $x_2$  lorsque le délai est de l'ordre de la durée de l'impulsion plasma et la partie restante est localisé à  $x_1 + \delta x$  suite à la détente du plasma. Pour des retards encore plus élevés, l'absorption a lieu majoritairement à la position  $x_2 + \delta x$ .

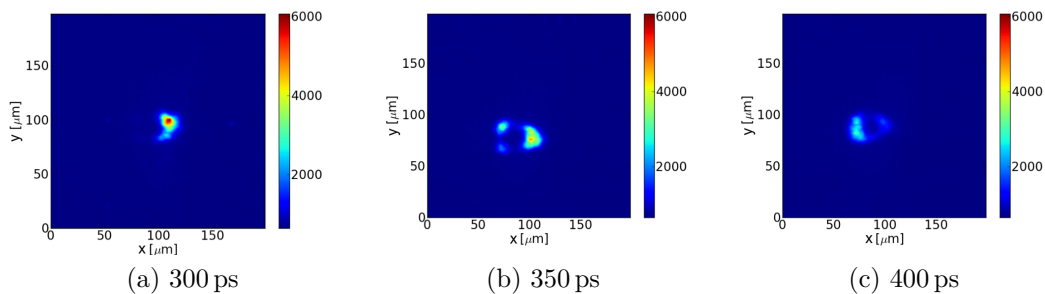


FIGURE 3.3.5 – Images en champ proche de la source X-UV obtenues pour  $\Delta t_{\text{plasma}} = 300, 350$  et  $400$  ps.

### 3.3.2 Etude de l'influence de la pré-impulsion sur la génération du laser X-UV

L'action conjuguée de l'ASE et de la pré-impulsion a pu être observée expérimentalement. Pour distinguer leur rôle respectif, il convient maintenant d'agir sur l'un de ces paramètres séparément. Etant donné que le niveau d'ASE est difficilement contrôlable dans la chaîne laser, nous isolons le rôle de la pré-impulsion à l'aide de la modification fine du délai d'extraction de la cavité RGA en utilisant la méthode 2 (cf. § 3.2.1). Les paramètres laser sont fixés de façon à se placer dans les conditions optimales de C3, à savoir :

$$\begin{cases} t_{pompe} = 2 \text{ ps} \\ \Delta t_{Plasma} = 300 \text{ ps} \\ R_{plasma} = 30 \% \end{cases}$$

L'extraction est retardée d'un aller-retour par rapport au maximum d'amplification dans la cavité régénératrice. La configuration pour cette nouvelle étude est donc équivalente à C3, la pré-impulsion étant maintenant contrôlée sans modification attendue du niveau d'ASE. Un étalonnage de l'énergie de la pré-impulsion en fonction du paramètre  $Ch_{out}$  est fourni en figure 3.3.6.

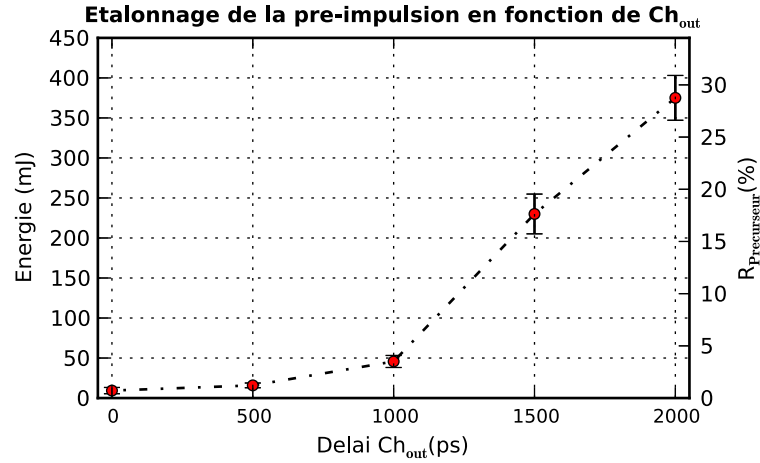


FIGURE 3.3.6 – Etalonnage de l'énergie de la pré-impulsion en sortie de chaîne en fonction du délai d'extraction du RGA,  $Ch_{out}$ .

L'expérience consiste à nouveau à mesurer les caractéristiques (énergie  $E_{XUV}$ , largeur  $L_x$ , distance  $D_x$ ) de la source en fonction de l'énergie de la pré-impulsion. Les résultats sont présentés sur la figure 3.3.7. Un exemple d'image de la pupille X-UV en champ proche est donné en figure 3.3.8 pour des énergies du précurseur de 15, 50 et 230 mJ.

Pour une légère augmentation de l'énergie de la pré-impulsion, on observe une forte augmentation de l'énergie X-UV (jusqu'à un facteur 10) en fonction de  $R_{Precurseur}$  sur un intervalle compris entre 0 et 5 %. Ceci s'accompagne d'un élargissement de la pupille (+7  $\mu\text{m}$ ) et d'un éloignement du barycentre de l'émission par rapport à

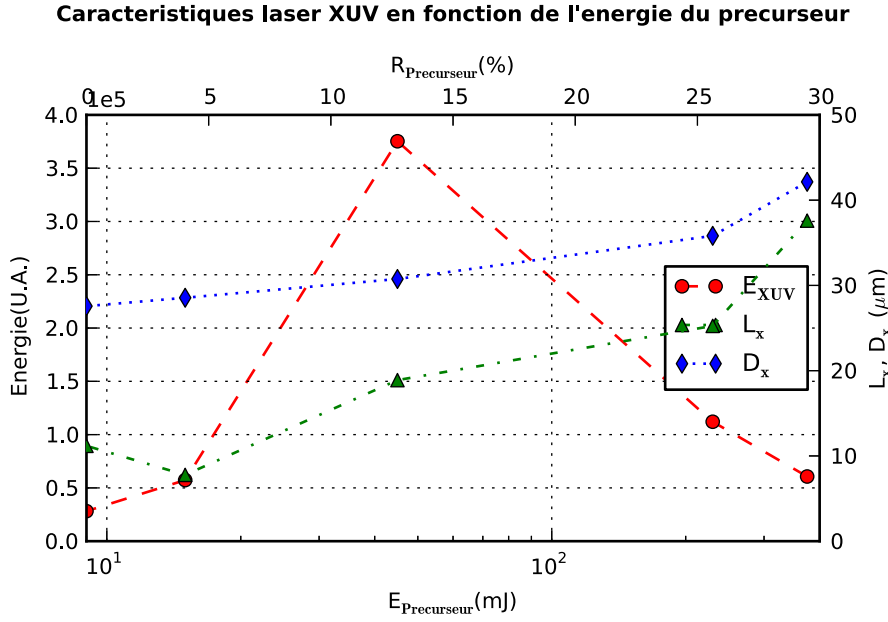


FIGURE 3.3.7 – Mesures de l'énergie intégrée  $E_{\text{XUV}}$ , largeur  $L_x$  et position  $D_x$  de la source laser X-UV en fonction du niveau d'énergie de la pré-impulsion.

la cible ( $+3 \mu\text{m}$ ). Pour des valeurs de  $R_{\text{Precurseur}}$  plus élevées ( $>5\%$ ), l'énergie du laser X-UV baisse, alors que ses caractéristiques spatiales évoluent suivant la même tendance que précédemment. Notons que la méthode d'ajustement de l'énergie de la pré-impulsion ne nous permet pas de mesurer les caractéristiques du laser X-UV entre 5 et 15 % et de conclure précisément sur l'optimum en énergie, estimé à 4 % de l'énergie totale. Ceci correspond à une énergie de la pré-impulsion de l'ordre de 50 mJ pour une intensité de  $2 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$  sur cible. Remarquons qu'au delà de 15 % d'énergie dans le précurseur, il n'est pas exclu que la diminution du signal X-UV soit due à une énergie de pompe moins importante.

### 3.3.3 Etude sur la durée de vie de la cible

Dans la lignée des travaux réalisés dans le cadre de la thèse de Jamil Habib [Habib 12], on étudie ici l'influence du précurseur sur la durée de vie de la cible.

#### Méthode d'ajustement de l'évolution de l'énergie tir à tir

Pour rendre compte à la fois de l'énergie du premier tir laser et de la durée de vie de la cible, nous avons réalisé un ajustement des mesures de l'énergie en fonction du numéro du tir à l'aide d'une fonction de type sigmoïde définie comme suit :

$$f(n) = E_{\text{bruit}} + \frac{(E_{\text{max}} - E_{\text{bruit}})}{1 + (n/n_{\tau})^\alpha}$$

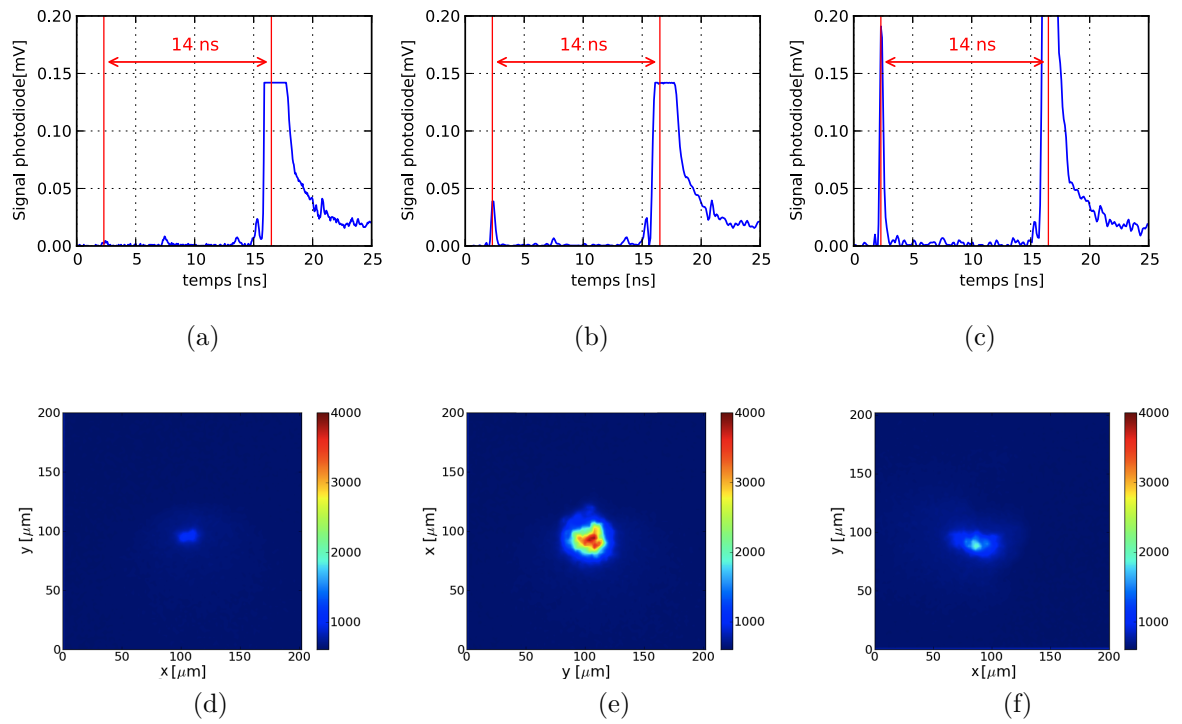


FIGURE 3.3.8 – Profil temporel d'excitation du laser X-UV et imagerie champ proche de l'émission X-UV correspondante, pour trois énergies de pré-impulsions différentes : (a) et (d) 15 mJ (b) et (e)  $\simeq 50$  mJ et (c) et (f)  $\simeq 230$  mJ. L'enveloppe saturée qui se situe à  $t=16.5$  ns correspond aux impulsions principales du DGRIP. La pré-impulsion est localisée à  $t=2.5$  ns ce qui correspond à une avance équivalente à un aller-retour dans le RGA.

où  $E_{\text{bruit}}$  représente l'énergie du bruit plasma mesurée lorsque qu'il n'y a plus de laser X-UV et  $n$  le numéro du tir laser.

Ce type de fonction d'ajustement nous permet de distinguer et d'évaluer trois paramètres principaux qui décrivent l'évolution de l'énergie tir à tir pour chaque délai considéré :

1.  $E_{\text{m}ax}$  représente l'énergie moyenne autour de laquelle les premiers tirs lasers fluctuent.
2.  $n_\tau$  représente le point d'inflexion de la fonction  $f(n)$  qui correspond au nombre de tirs au bout duquel l'énergie diminue de moitié en tenant compte du bruit plasma ( $E_{\text{bruit}}$ ) :  $E(n_\tau) = \frac{E_{\text{m}ax} + E_{\text{bruit}}}{2}$ . Ce critère permet de quantifier la durée de vie de la cible dans une configuration donnée.
3.  $\alpha$  est le degré du polynôme qui décrit la vitesse de décroissance de l'énergie en fonction du nombre de tirs. Il permet de rendre compte de la rapidité à laquelle l'énergie tend vers  $E(n_\tau)$ . Par exemple pour  $\alpha = 1$ , la décroissance décrit une hyperbole dès le début des tirs. Plus  $\alpha$  est élevé, plus l'énergie est stable pour les premiers tirs laser avant de rapidement décroître au voisinage de  $n_\tau$  et tendre vers l'énergie  $E_{\text{bruit}}$ .

## Résultats expérimentaux

Pour estimer la durée de vie, on réalise une série de 150 tirs sur un même emplacement de cible, pour des valeurs de l'énergie du précurseur de 15 mJ, 50 mJ et 230 mJ, correspondant respectivement à une intensité sur cible de  $6 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ ,  $2 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ , et  $9.2 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ . La figure 3.3.9 montre les mesures de l'énergie X-UV ainsi que la position spatiale de la pupille dans le plan (X,Y).

On observe, dans le cas d'une pré-impulsion de 15 mJ, que l'énergie X-UV oscille autour de  $1 \times 10^5$  coups sur près de 40 tirs avant de diminuer rapidement jusqu'à l'extinction obtenue au bout de 60 tirs. Le centre de la pupille fluctue autour d'une même position suivant l'axe vertical (Y) avec une dispersion de 10 % (RMS), et tend à se rapprocher de la cible au fur et à mesure des tirs à la vitesse de  $0.13 \mu\text{m}$  par tir).

Pour une pré-impulsion plus importante ( $E_{\text{précurseur}} = 50 \text{ mJ}$ ), le laser X-UV présente bien une énergie plus élevée (facteur 6) mais également une amélioration substantielle de la durée de vie : le signal oscille autour de  $6 \times 10^5$  coups puis diminue jusqu'à la moitié de cette valeur après 150 tirs. Notons que l'émission laser est toujours opérante après plus de 600 tirs. La position verticale de la source présente les mêmes fluctuations (12,5 % RMS), et se rapproche à la même vitesse de la cible que pour le précurseur de plus basse intensité.

En augmentant l'énergie de la pré-impulsion autour de 230 mJ, l'énergie du laser X-UV est identique pour les premiers tirs laser, mais subit une diminution de moitié au bout de seulement 50 tirs, tout en restant opérante au bout de 150 tirs. Dans ce dernier cas, nous avons remarqué que la position de la source en Y était plus instable dès les premiers tirs laser (20 % RMS) et fluctuait encore davantage lorsque le

signal X-UV avait diminué de moitié en énergie (25% RMS). De façon tout à fait surprenante dans ce cas, la pupille X-UV s'éloigne de la cible au fur et à mesure des tirs.

Nous montrons ainsi qu'une pré-impulsion contrôlée en énergie (optimum de l'ordre de 50 mJ) entraîne, en plus du gain en énergie X-UV déjà observé au paragraphe précédent, une augmentation de la durée de vie de la cible. Nous avons observé que pour 50 mJ et 250 mJ d'énergie dans le précurseur, les vitesses de creusement de la cible étaient sensiblement identiques (cf. courbe (c) Fig. 3.3.9), ce qui écarte l'hypothèse selon laquelle la pré-impulsion augmente la durée de vie de cible en préservant la surface par une diminution de l'ablation induite.

Au bout de quelques tirs laser, on observe à la surface de la cible la formation d'un cratère dont la profondeur et la courbure évoluent en fonction du nombre de tirs. L'extinction du laser X-UV dans le cas d'une faible pré-impulsion est probablement due à une courbure trop importante de la cible, qui serait à l'origine de turbulences dans le plasma induisant des gradients de densité élevés.

Dans le cas d'une plus forte pré-impulsion (230 mJ), on constate en outre que l'émission s'éloigne de la cible au fur et à mesure des tirs. Ce comportement, reproductible, s'accompagne d'une grande instabilité suivant l'axe Y. Ceci pourrait être dû à la collision de plasmas engendrée par une courbure élevée [Purvis 10], et générant des instabilités hydrodynamiques très importantes. Pour une énergie de pompe modérée (50 mJ), l'adoucissement des gradients induit par la pré-impulsion pourrait permettre de générer une zone propice à la génération d'un gain laser malgré l'état irrégulier de la cible.

### **3.4 Conclusion de l'expérience**

Nous avons pu mettre en évidence que la modification de paramètres de synchronisation du RGA a considérablement influencé les caractéristiques de l'émission X-UV.

La première approche a consisté à retarder l'extraction de la cavité de façon à générer un fond d'ASE ainsi qu'une pré-impulsion en plus des deux impulsions principales du DGRIP. Nous avons notamment observé une augmentation de l'énergie maximale du laser X-UV (jusqu'à un facteur 10) s'accompagnant d'une augmentation du délai optimal entre l'impulsion plasma et l'impulsion de pompe ( $\times 3$ ), ainsi qu'un élargissement de la gamme de délais pour lesquels le laser X-UV est obtenu. Cela traduit un adoucissement des gradients de densité électronique du plasma permettant ainsi un élargissement de la zone de gain et une meilleure amplification du rayonnement X-UV le long de la colonne. Nous avons expliqué le décalage du délai optimal par le fait que l'augmentation du volume du plasma lié à la présence d'un piédestal laser requiert un délai plus important pour obtenir le bon degré d'ionisation.

Dans la deuxième approche, la synchronisation de l'ouverture de la Pockels d'extraction a été ajustée finement pour modifier l'énergie de la pré-impulsion indépendamment de celle de l'ASE. Nous avons pu identifier un optimum de 50 mJ

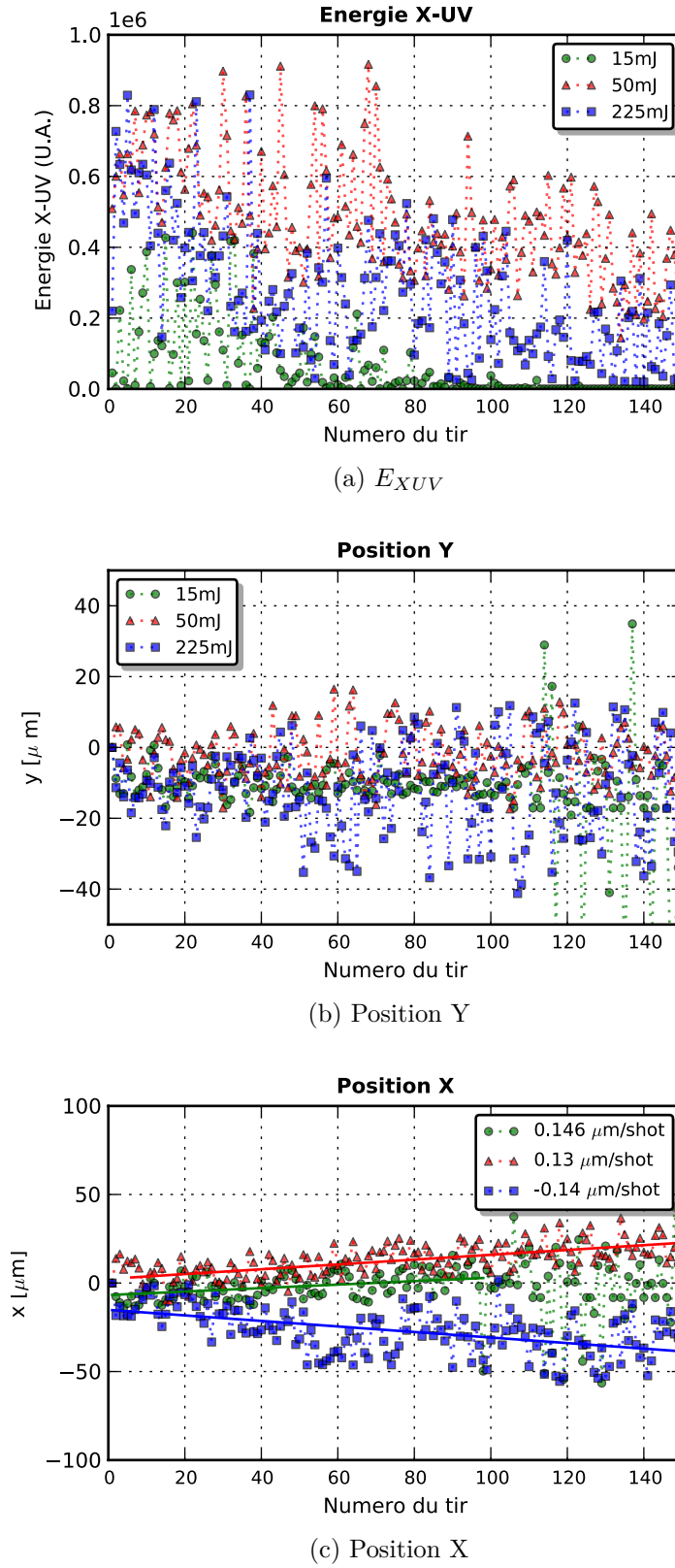


FIGURE 3.3.9 – Imagerie en champ proche de la source X-UV pour trois différents délais d'extraction du RGA, correspondant à trois énergies de pré-impulsions différentes : (a)  $\simeq 15$  mJ (b)  $\simeq 50$  mJ (c)  $\simeq 230$  mJ. Chaque série est réalisée sur un même emplacement de cible.



correspondant à une intensité de  $2 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$  sur cible. Dans ces conditions, une augmentation de la durée de vie d'un facteur 3 a pu être mesurée. Cet effet n'est pas dû à une consommation moins élevée de la cible, mais s'explique par le fait que la génération du laser X-UV est moins dépendante de l'état de surface grâce à l'adoucissement des gradients de densité en présence d'une pré-impulsion. Cependant lorsque l'énergie de la pré-impulsion dépasse une certaine valeur, l'énergie XUV chute et devient instable, phénomène associé à une baisse de la durée de vie de la cible. La présence d'instabilités hydrodynamiques et la formation d'un jet plasma pourrait en être l'origine.

Lors de cette étude, nous avons pu remarquer la formation d'une double structure au niveau de la pupille X-UV suivant certains paramètres du laser pilote. Ce phénomène pourrait traduire l'existence d'une « bosse » dans le profil de densité électronique transverse, déjà observée dans de précédents travaux de simulations hydrodynamiques du plasma. En poursuivant le travail sur la structure temporelle du laser de pompe, on pourrait générer un canal plasma dans lequel le laser X-UV serait guidé, permettant ainsi d'augmenter la longueur d'amplification.

Dans ce premier chapitre expérimental, nous avons pu retrouver les effets d'une pré-impulsion déjà observés dans des études précédentes concernant la diminution de la réfraction [Nilsen 93, Rus 97] et l'augmentation de la durée de vie de la cible au travers d'une méthode simple à mettre en oeuvre [Habib 12].

Néanmoins, la présente approche présente certaines limites :

- Le délai entre la pré-impulsion et les impulsions du DGRIP ( $\Delta t_{\text{Précurseur}}$ ) n'est pas modifiable. Il est intrinsèquement imposé par la longueur de la cavité, RGA, autour d'environ 10 ns.
- La méthode utilisée pour le contrôle en énergie de la pré-impulsion ne permet pas un ajustement fin de l'énergie de celle-ci. De plus, la stabilité tir à tir est limitée par la gigue du déclenchement de la cellule de Pockels qui n'est pas négligeable ( $\pm 100$  ps) par rapport à la durée de l'impulsion de pompe étirée (500 ps). Par ailleurs, cette instabilité est amplifiée dans les étages suivants qui opèrent dans un régime « petit signal », dépendant de façon exponentielle de l'énergie en entrée.

Une exploration dans une gamme de délai différente et un ajustement plus fin pourraient permettre de trouver des conditions optimales pour la génération du laser X-UV. Dans le chapitre suivant, nous présenterons une méthode plus élégante, capable de générer des pré-impulsions contrôlables en énergie ainsi qu'en délai opérant cependant sur des gammes de temps différentes.

# Chapitre 4

## Mise en forme temporelle des impulsions laser d'excitation du plasma

### Plan du chapitre

---

4.1	Dispositif TGRIP : nouveau DGRIP associé à un générateur de pré-impulsion courte . . . . .	78
4.1.1	Objectifs du nouveau dispositif . . . . .	78
4.1.2	Description du schéma TGRIP . . . . .	79
4.1.3	Détermination de l'intervalle pertinent des paramètres de contrôle	81
4.2	Génération d'un laser X-UV avec le schéma TGRIP . . . . .	84
4.2.1	Obtention d'un laser X-UV à Molybdène nickeloïde ( $\lambda = 18.9$ nm)	85
4.2.1.1	Mesures de référence en configuration DGRIP . . . . .	85
4.2.1.2	Configuration TGRIP : apport de la pré-impulsion courte . . . . .	89
4.2.2	Étude expérimentale avec une cible en Argent ( $\lambda = 13.9$ nm) .	93
4.2.2.1	Mesures de référence en configuration DGRIP : . . . . .	93
4.2.2.2	Configuration TGRIP : apport de la pré-impulsion courte . . . . .	94
4.2.3	Conclusion . . . . .	98

---

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence le rôle d'une pré-impulsion et d'un piédestal dans l'efficacité de génération du laser X-UV. Ces deux paramètres étaient alors contrôlés au niveau de l'amplificateur régénératif. Dans la continuité de cette étude, nous présentons dans ce chapitre un nouveau dispositif intégré dans la chaîne laser pilote, permettant une meilleure gestion des paramètres de la pré-impulsion (retard, énergie). Après avoir présenté l'intérêt d'un tel dispositif et son implémentation dans le système laser, nous allons présenter les résultats encourageants obtenus sur le Molybdène et l'Argent.

## **4.1 Dispositif TGRIP : nouveau DGRIP associé à un générateur de pré-impulsion courte**

### **4.1.1 Objectifs du nouveau dispositif**

#### **Limites de l'ancien dispositif DGRIP**

Dans le schéma usuel DGRIP, deux étireurs indépendants sont nécessaires pour obtenir la structure en double impulsion avec deux durées distinctes : l'impulsion plasma devant être supérieure de deux ordres de grandeurs en durée par rapport à l'impulsion de pompe. L'étireur à triplet de Öffner, préalablement décrit au chapitre 2 § 2.1.2.1, est le plus couramment utilisé dans les chaînes laser CPA. L'intérêt de ce type d'étireur est de produire une dispersion importante en introduisant le moins possible d'aberrations optiques [Chériaux 96]. L'étireur de type Martinez [Martinez 87], utilisé en complément du précédent pour la génération de l'impulsion plasma, est plus compact et économique mais engendre des aberrations optiques qui dégradent la qualité du faisceau infrarouge et limite la bande spectrale utile. Dans le nouveau dispositif, on a cherché à tirer profit des qualités intrinsèques de l'étireur Öffner pour la génération des deux impulsions tout en conservant un système compact et simple d'utilisation.

#### **Limites de la méthode production de pré-impulsions dans le RGA**

Dans le chapitre précédent (cf. Sect. 3.3), nous avons mis en évidence expérimentalement le rôle bénéfique de la pré-impulsion dans l'efficacité de génération du laser X-UV. De durée picoseconde et vingt fois moins intense que l'impulsion de pompe (dans le cas de l'optimum), cette pré-impulsion était générée dans l'amplificateur régénératif du laser pilote en modifiant la synchronisation de la cellule de Pockels d'extraction (cf. Sect. 3.2.1). L'expérience a démontré que l'énergie de la source X-UV pouvait être améliorée d'un ordre de grandeur, de même que la durée de vie de la cible d'un facteur 3 pour une même position de cible. Nous avons vu que cette démonstration de principe, bien que concluante, reste limitée quant aux possibilités de contrôle des paramètres des pré-impulsions. En effet, le délai entre les deux impulsions est strictement dépendant de la longueur de la cavité RGA et s'avère donc difficilement modifiable. Cela nécessiterait l'ajout d'une ligne à retard intra-cavité qui n'est pas favorable à une bonne stabilité et ne permettrait un ajustement que de

l'ordre d'une nanoseconde autour de la valeur nominale. Le pas de variation minimal du délai d'extraction étant limité à 500 ps, la modification de la balance d'énergie est également peu précise et n'est pas suffisamment reproductible d'un tir à l'autre du fait d'une gigue estimée à environ 250 ps tir à tir.

Nous présentons ici une version améliorée du schéma DGRIP, appelée TGRIP (Triple GRazing Incidence Pumping), qui a été développée suivant deux critères principaux :

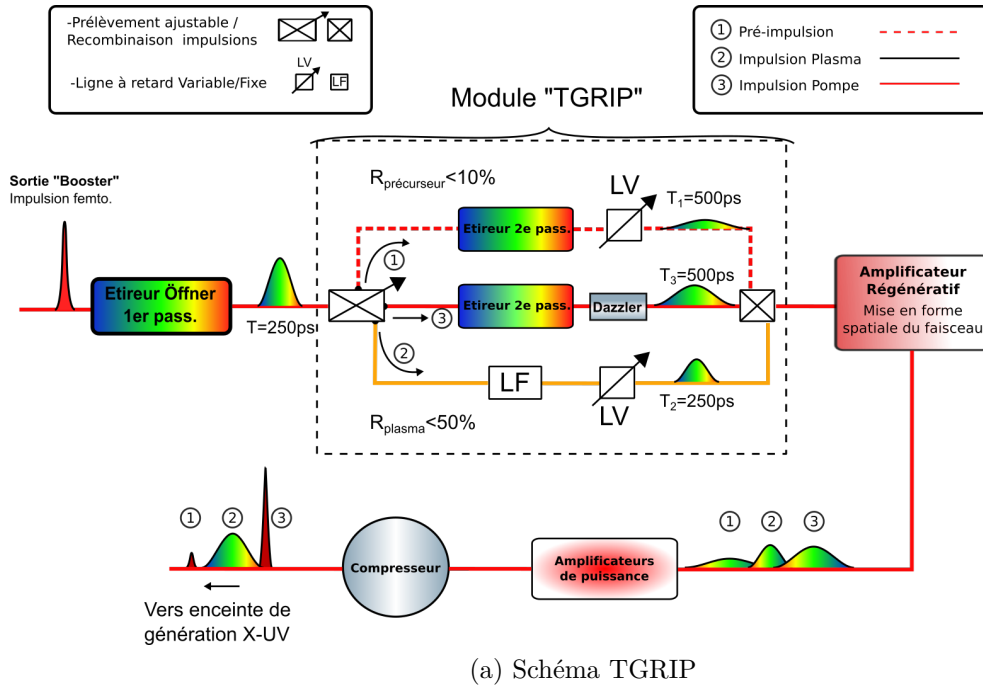
- Générer la structure en double impulsion du faisceau avec un seul étireur : L'utilisation d'un seul étireur de type Öffner permet de s'affranchir des aberrations induites par le second étireur et le système de génération de l'impulsion plasma devient plus compact. Le nombre de passages dans l'étireur de chacune des impulsions déterminera leur durées respectives (cf. Sect. 4.1.2).
- Permettre la génération d'une pré-impulsion, de durée picoseconde en sortie de chaîne, contrôlée en énergie et en délai.  
Le but est de reproduire de façon contrôlée les effets observés dans le chapitre précédent mais sur des gammes de temps différentes que l'on va explorer.

#### 4.1.2 Description du schéma TGRIP

Le dispositif TGRIP s'appuie sur l'utilisation d'un seul étireur de type Öffner pour la génération des trois impulsions (Pompe, Plasma et Précurseur). L'impulsion plasma doit être plus longue temporellement en sortie de chaîne, ce qui suggère de lui faire subir un déphasage spectral plus important que celui des impulsions de pompe et précurseur. Le compresseur étant de base dimensionné pour compenser les deux passages dans l'étireur de l'impulsion principale (Pompe), nous avons choisi de ne faire parcourir à l'impulsion plasma qu'un seul passage à travers l'étireur Öffner. En sortie de chaîne, sa phase spectrale est alors surcompensée de la valeur d'un passage dans l'étireur (7.5 ps/nm de spectre), ce qui correspond à une durée après compression de l'ordre de 250 ps avec une dispersion résiduelle négative.

Le principe général est schématisé sur la figure 4.1.1. L'impulsion de pompe qui constitue notre référence pour la synchronisation de la chaîne CPA (cf. § 2.2.5), effectue deux passages dans l'étireur comme dans l'ancien dispositif DGRIP (cf. § 3.1). Après le premier passage, les impulsions plasma et précurseur sont séparées spatialement à l'aide de systèmes composés d'une lame demi-onde et d'un polariseur. Un ajustement fin de la balance en énergie de chaque voie ( $R_{Plasma}$  et  $R_{Précurseur}$ ) peut ainsi être réalisé en fonction de l'orientation de la lame biréfringente correspondante.

Le prélèvement de l'impulsion plasma a lieu au niveau du réseau qui diffracte deux ordres différents (0 et -1) suivant la polarisation de l'onde incidente. L'impulsion plasma se propage ensuite sur une ligne à retard ajustable de longueur 5 m dimensionnée pour compenser le deuxième passage des deux autres impulsions dans l'étireur Öffner. L'impulsion précurseur est ré-injectée dans l'étireur en contre propagation pour être ensuite rejetée en réflexion par un système anti-retour composé d'un



(a) Schéma TGRIP

(b) Profil temporel du faisceau après compression

FIGURE 4.1.1 – Schéma du dispositif TGRIP (a) qui permet de produire trois impulsions ajustables en énergies et en délais relatifs (b). L'impulsion de pompe est la référence qui effectue deux passages dans l'étireur (15 ps/nm de spectre). La séparation des impulsions plasma et précurseur est réalisée après le premier passage dans l'étireur, à l'aide d'une association lame demi-onde / polariseur cube. L'impulsion plasma est envoyée vers une ligne à retard variable avant recombinaison. Le précurseur est ré-injecté en contre propagation dans l'étireur à l'aide d'un miroir monté en autocollimation sur une ligne à retard variable et rejeté à l'aide d'un isolateur de Faraday. Après recombinaison, le faisceau contenant les trois impulsions est injecté dans l'amplificateur régénératif qui permet une remise en forme spatiale optimale.

rotateur de Faraday, d'une lame demi-onde et d'un cube polariseur. Après recombinaison des trois impulsions à l'aide de deux lames à réflexion partielle ( $R=90\%$ )<sup>1</sup>, le faisceau est injecté dans l'amplificateur régénératif (cf. Fig 4.1.1).

De la même façon que pour l'ancien dispositif, le mode de la cavité RGA génère naturellement une superposition parfaite des impulsions lors de l'amplification. De ce fait, même si les différentes impulsions présentent un défaut relatif de pointé en entrée, les trois impulsions extraites du RGA se propagent sur un faisceau unique dans la suite de la chaîne.

Les délais  $\Delta t_{Plasma}$  et  $\Delta t_{Précurseur}$  sont ajustables dans le nouveau dispositif grâce à un dispositif de translation nanométrique SmarAct® disposés sur chaque ligne à retard. La translation est effectuée par une platine piézoélectrique à friction, d'une course de 650 mm (respectivement 550 mm) pour l'impulsion plasma (respectivement précurseur), qui permet l'ajustement sur près de 4 ns (3 ns) du délai temporel entre l'impulsions plasma (précurseur) et l'impulsion de pompe avec une précision nanométrique. La synchronisation de l'extraction du RGA est fixée plusieurs nanosecondes avant l'impulsion de référence afin que les deux pré-impulsions puissent être correctement extraites quel que soit le délai.

A la différence du précédent système DGRIP, l'impulsion plasma se propage tout au long de la chaîne amplificatrice avec une dispersion réduite de moitié par rapport à l'impulsion de pompe. Sa durée reste suffisamment élevée (250 ps) pour ne pas accumuler une intégrale B (définie au § 2.1.3) trop importante qui pourrait engendrer des endommagements optiques. Ceci peut également se justifier en considérant que l'énergie laser est divisée entre l'impulsion plasma et l'impulsion de pompe, et que la chaîne laser est dimensionnée de façon à limiter l'intégrale B (inférieure à 1) pour une unique impulsion étirée à 500 ps. Comme l'impulsion plasma contient au plus 50 % de l'énergie totale (cf. § 4.1.3), un étirement réduit de moitié (250 ps) suffit pour obtenir une intégrale B équivalente.

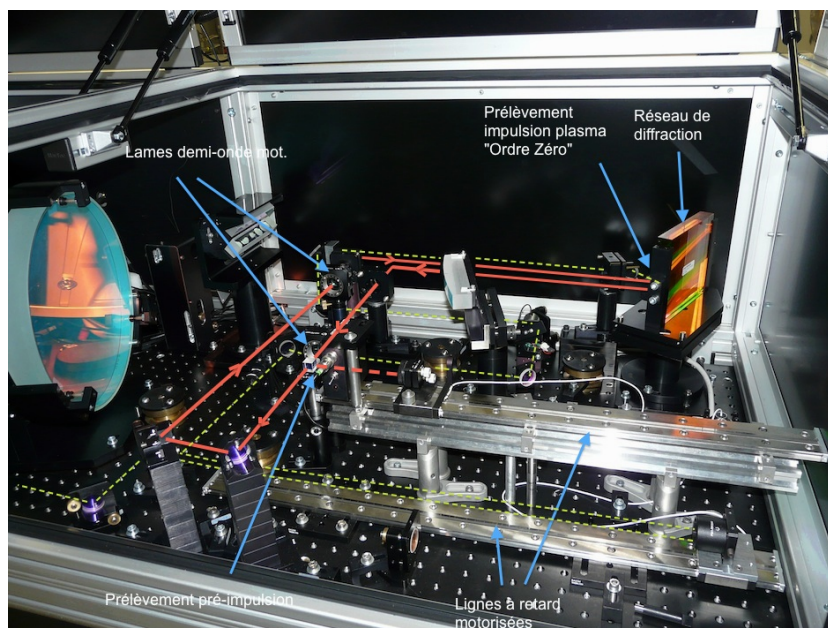
L'implantation optique et une photo de l'ensemble du dispositif sont données en figure 4.1.2.

### 4.1.3 Détermination de l'intervalle pertinent des paramètres de contrôle

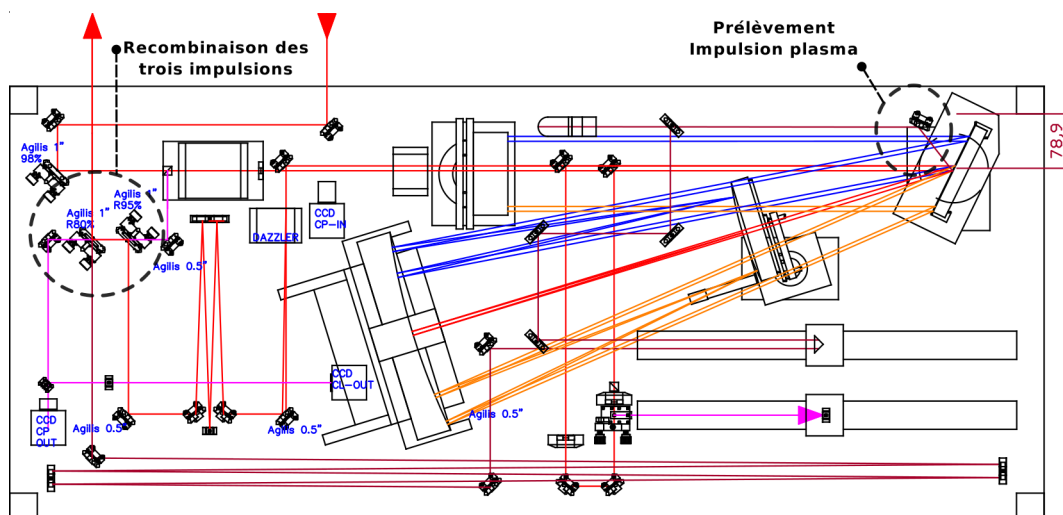
Le système TGRIP permet de faire une étude en temps (lignes à retard) et en énergie (prélèvement par rotation de polarisation motorisée) de l'importance de ces paramètres sur la génération du laser X-UV. Le type et les dimensions des platines ont été déterminés pour couvrir une plage de délai favorable à la génération du laser XUV et pour optimiser leur intégration dans le module de l'étireur en terme d'encombrement. Nous avons tenu compte du risque de modulation spectro-temporelle du faisceau laser, dû aux interférences provoquées par le potentiel recouvrement temporel des différentes impulsions étirées dans la chaîne d'amplification. Selon le délai, les interférences peuvent en effet induire une augmentation locale de l'intensité sus-

---

1. Ce pourcentage privilégie l'impulsion de pompe pour limiter les pertes lors des expériences à très haut contraste temporel, c'est à dire sans pré-impulsions additionnelles(HHG...)



(a) Photo de l'étireur avec le système de génération de pré-impulsions longue et courte. Les pointillés jaunes correspondent au trajet de l'impulsion plasma. La pré-impulsion courte est superposée à l'impulsion principale (pompe) en rouge.



(b) Plan Auto CAD du dispositif

FIGURE 4.1.2 – Étireur Öffner avec système de génération de train d'impulsions TGRIP.

ceptible de provoquer des endommagements optiques dans les étages amplificateurs. Les réglages des balances en énergies et des délais entre les différentes impulsions ont été bornés pour éliminer ce risque. Les valeurs autorisées sont indiquées dans le tableau 4.1. Notons que les rapports en énergie sont mesurés en sortie de compresseur, donc après le processus d'amplification.

Sur la base des résultats expérimentaux obtenus avec l'ancien dispositif DGRIP (Chap. 3), le délai minimum a été fixé à 120 ps. Pour des délais inférieurs, l'émission X-UV n'est pas efficace. A ce délai, le rapport en énergie  $R_{Plasma}$  a pu être fixé jusqu'à 50 %, sans qu'aucune modulation spectrale ne soit observée.

Les interférences produites entre la pré-impulsion et les deux autres impulsions sont moins contraignantes, l'énergie du précurseur étant inférieure. En effet, l'expérience portant sur l'ajustement fin de la synchronisation du RGA (§ 3.3.2) a montré qu'une pré-impulsion d'énergie supérieure à 230 mJ (soit  $R_{Précurseur} \gtrsim 20\%$ ) dégradait notablement l'efficacité de génération. D'autre part, comme nous le verrons plus tard lors de l'expérience, seuls des délais supérieurs à 600 ps se sont montrés favorables, ce qui permet de s'affranchir efficacement des risques d'interférences.

Une limitation de 20 % en sortie de chaîne pour la balance en énergie de la pré-impulsion permet de considérer qu'elle n'influe pas significativement sur la balance en énergie de l'impulsion plasma à cause du processus d'amplification. On a en effet mesuré que 20 % en fin de chaîne correspond à un niveau très faible de prélèvement (de quelques pourcents seulement), car cette impulsion placée en avant du train voit un gain très important dans chaque étage et ne sature pas l'amplification au détriment des impulsions plus énergétiques que sont Plasma et Pompe. L'augmentation progressive d'énergie relative des pré-impulsions par rapport à l'impulsion de pompe est due à la saturation du gain dans les amplificateurs de la chaîne laser. La fluence de saturation étant atteinte par le cumul des énergies des impulsions plasma et pompe.

Pour résumer, le dispositif TGRIP permet d'obtenir un faisceau laser composé d'un train de trois impulsions différentes :

1. Une impulsion de pompe, courte, de durée  $t_{pompe}$  comprise entre 1 et 20 ps selon le réglage du compresseur.
2. Une impulsion plasma de l'ordre de 250 ps (+20 ps suivant la configuration du compresseur) avec une dispersion négative.
3. Une pré-impulsion courte de même durée que l'impulsion de pompe.

Le tableau 4.1 récapitule les plages de paramètre accessibles et pertinentes avec le dispositif TGRIP.



	Précurseur	Plasma	Pompe
$\Delta t_{impulsion}$	600→3700 ps	120→4000 ps	Référence
$R_{impulsion}(\%)$	0→20 %	0 →50 %	–
$\tau$ (FWHM)	$=t_{pompe}$	250-270ps	1-20ps

TABLE 4.1 – Récapitulatif des paramètres laser du pilote en configuration TGRIP. Le délai concerne une avance par rapport à l'impulsion de pompe qui sert de référence. Les bornes accessibles ont été déterminées pour obtenir une plage de données propice à la génération du laser X-UV en limitant les modulations du spectre de façon à s'affranchir du risque de dommages dus aux recouvrements cohérents des impulsions dans la chaîne d'amplification.

## 4.2 Génération d'un laser X-UV avec le schéma TGRIP

Nous avons qualifié ce nouveau schéma en générant des lasers X-UV avec le Molybdène ( $\lambda_{SXRL} = 18.9 \text{ nm}$ ) et l'Argent ( $\lambda_{SXRL} = 13.9 \text{ nm}$ ).

### Etalonnage du système

Dans les expériences suivantes, l'énergie totale après compression est  $E_{tot} = 1.3 \text{ J}$ . La courbe d'étalonnage en énergie pour  $R_{Plasma}$  et les valeurs en milliJoule de  $R_{Précurseur}$  sont présentées respectivement sur la figure 4.2.1 et le tableau 4.2. Ce ratio est étalonné juste avant l'interaction sur cible à l'aide de la photodiode rapide.

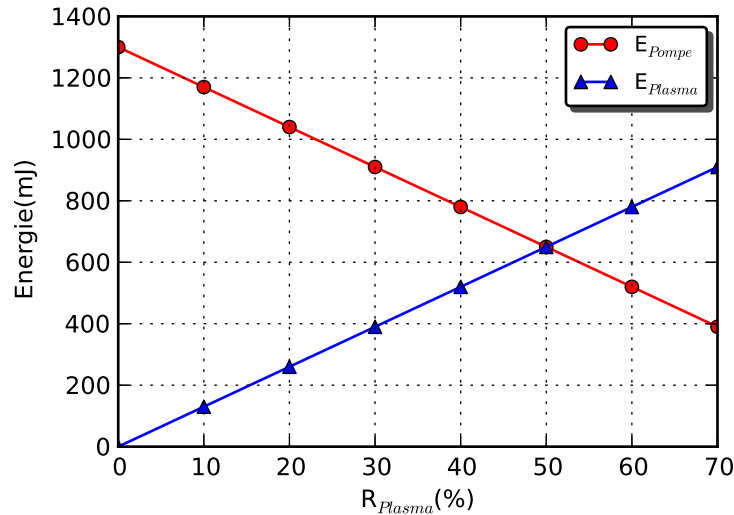


FIGURE 4.2.1 – Courbe d'étalonnage en énergie de  $R_{Plasma}$ .

$R_{Précursur}$ (%)	$E_{PP}$ (mJ)
5	65
10	130
15	195
20	260

TABLE 4.2 – Énergie de la pré-impulsion courte pour des valeurs typiques de  $R_{Précursur}$  .

## 4.2.1 Obtention d'un laser X-UV à Molybdène nickeloïde

( $\lambda = 18.9 \text{ nm}$ )

### 4.2.1.1 Mesures de référence en configuration DGRIP

Dans un premier temps, nous avons testé ce système avec une cible de Molybdène sans la pré-impulsion courte, le Molybdène étant le matériau de référence pour la génération du laser X-UV en schéma DGRIP sur Laserix. Pour cela, le prélèvement de la pré-impulsion est réglé à 0 % et un obturateur mécanique évite toute fuite parasite. Le but de cette étape est de retrouver avec cet élément un niveau de performance du laser X-UV équivalent au montage antérieur.

### Etude des paramètres temporelles $\Delta t_{Plasma}$ et $t_{pompe}$

On étudie en premier lieu l'influence du délai  $\Delta t_{Plasma}$  entre les deux impulsions DGRIP sur l'efficacité de génération X-UV. Le rapport en énergie de l'impulsion plasma et la durée de l'impulsion de pompe sont fixés arbitrairement à  $R_{plasma} = 20 \%$  et  $t_{pompe} = 2.5 \text{ ps}$ . La figure 4.2.2 présente l'évolution des caractéristiques de la pupille d'émission obtenue en sortie de colonne amplificatrice : son énergie  $E_{XUV}$ , les dimensions de la pupille ( $L_x$ ,  $L_y$ ) et la distance de l'émission par rapport à la cible  $D_x$  .

Un faible signal laser X-UV de  $1.3 \times 10^4$  coups est d'abord mesuré pour le retard minimal du dispositif (120 ps) sur une pupille de  $13 \times 40 \mu\text{m}^2$ . En allongeant le délai, l'énergie X-UV augmente jusqu'à une valeur de  $5.1 \times 10^4$  coups obtenue pour un délai optimal de 300 ps. La surface de la pupille en sortie est alors plus petite ( $8 \times 31 \mu\text{m}^2$ ). Pour des délais supérieurs, le signal diminue rapidement jusqu'à être noyé dans l'émission incohérente du plasma à partir de 500 ps. Dans cet intervalle, la distance à la cible évolue peu en fonction du délai, celle ci restant aux alentours de  $20 \mu\text{m}$ .

L'augmentation de l'énergie X-UV entre 120 ps et 300 ps peut s'expliquer en s'intéressant à la forme de la pupille X-UV. Pour des délais inférieurs à 300 ps, on a pu observer à l'aide de l'imageur champ proche une source X-UV constituée de deux lobes suivant l'axe vertical de la pupille (Y). La figure 4.2.3 montre que le contraste de la structure augmente entre 120 ps et 200 ps de délai avant de retrouver une répartition plus homogène à partir de 300 ps. A partir de  $\Delta t_{Plasma} = 120 \text{ ps}$ , deux taches lumineuses d'émission sont nettement discernables de part et d'autre du centre de la pupille. Lorsque le délai atteint 300 ps, la double structure disparaît. De plus, lorsque

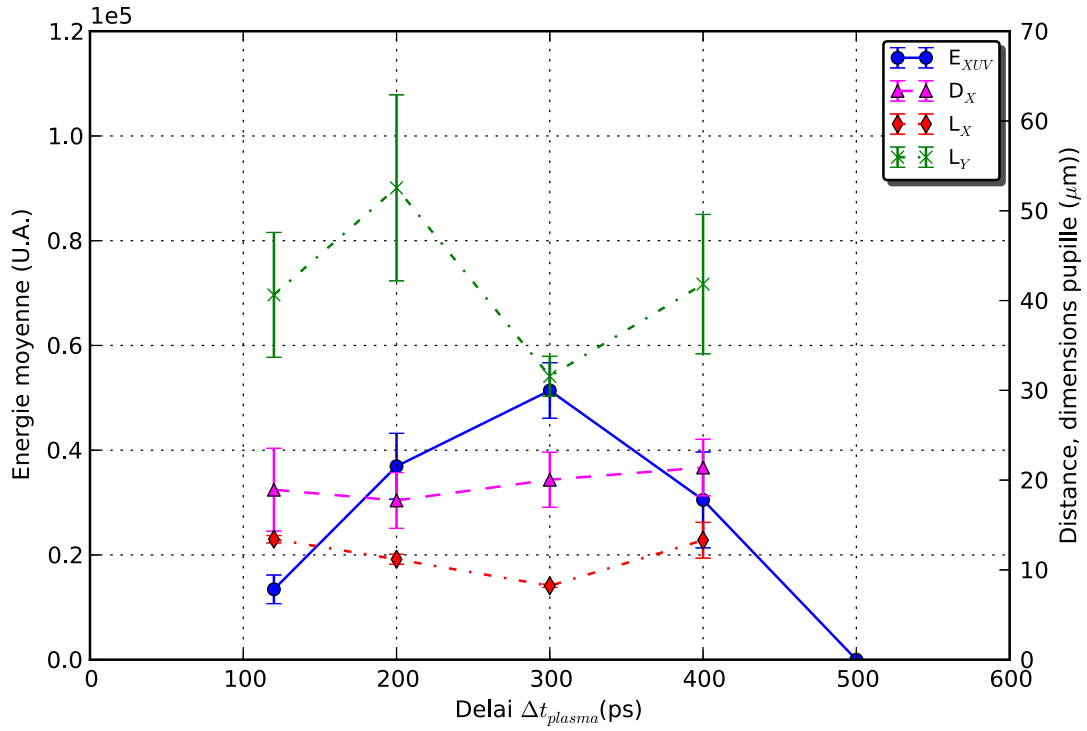


FIGURE 4.2.2 – Énergie moyenne et dimensions spatiales de la pupille X-UV en fonction du délai  $\Delta t_{Plasma}$  entre les deux impulsions du DGRIP. La moyenne est obtenue à partir d'au moins une dizaine de tirs sur la même position de cible.

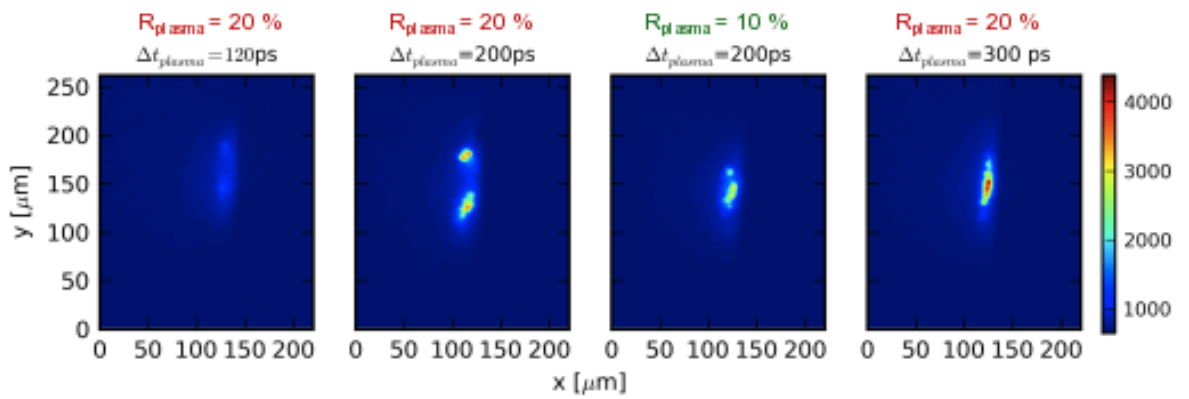


FIGURE 4.2.3 – Imagerie champ proche de la pupille X-UV en fonction du délai  $\Delta t_{Plasma}$  et de la balance en énergie  $R_{plasma}$ .

l'énergie de l'impulsion plasma diminue ( $R_{Précurseur} = 10\%$ ), les deux structures se rapprochent.

Pour expliquer le comportement pour des délais supérieurs à 300 ps, nous avons fixé le retard à 400 ps et avons étudié l'influence de la durée de l'impulsion de pompe  $t_{pompe}$  sur l'efficacité de génération (cf. Fig. 4.2.4). Contrairement aux délais  $\Delta t_{Plasma} \leq 300$  ps, la figure 4.2.4 montre que l'augmentation de la durée de l'impulsion de pompe entre 2 et 4 ps double l'énergie X-UV, pour une taille de source équivalente et une émission qui s'éloigne de la cible.

Pour les faibles délais, la double structure s'explique donc par une ionisation trop importante au centre de la ligne focale qui correspond au maximum d'intensité laser. C'est pourquoi il est nécessaire de diminuer l'énergie contenue dans l'impulsion plasma ou bien d'attendre un délai plus important pour que les ions se recombinent et produisent du laser X-UV. Par extension, la chute de l'énergie X-UV pour des délais supérieurs à 300 ps s'interprète par une recombinaison des ions du plasma trop importante qui diminue la proportion d'ions lasants. Une impulsion de pompe plus longue est alors requise pour chauffer plus progressivement les électrons pour permettre dans le même temps, l'ionisation complémentaire du plasma vers l'état lasant Nickeloïde ( $Z^* = 14$ ). Ce type de comportement sera abordé et expliqué plus longuement dans le chapitre suivant, dans le cas de génération de lasers X-UV à partir d'un plasma faiblement ionisé ( $Z^* \ll Z^*_{lasant}$ ).

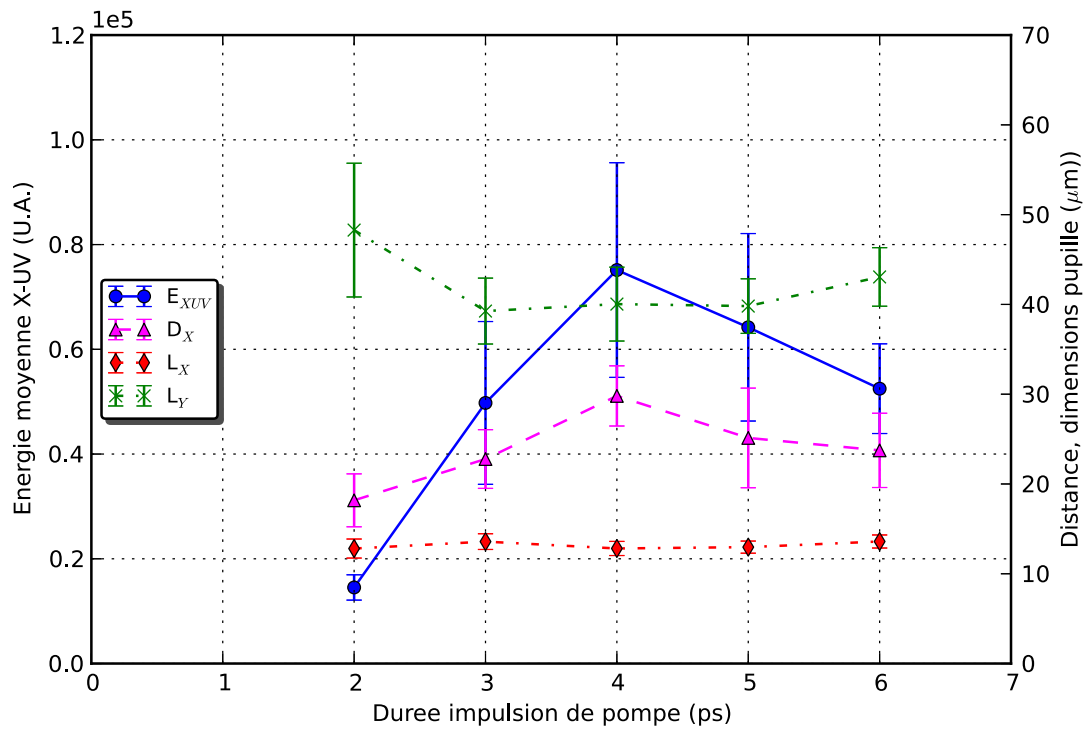


FIGURE 4.2.4 – Énergie moyenne et dimensions spatiales de la pupille X-UV en fonction de la durée d'impulsion de pompe. La moyenne est obtenue à partir d'au moins une dizaine de tirs sur la même position de cible.

### Etude du rapport en énergie $R_{Plasma}$

L'optimisation des paramètres temporels liés aux impulsions du DGRIP, nous a permis d'identifier deux régimes de fonctionnement favorables :

$$(1) \begin{cases} \Delta t_{Plasma} = 300 \text{ ps} \\ t_{Pompe} = 2.5 \text{ ps} \end{cases}$$

$$(2) \begin{cases} \Delta t_{Plasma} = 400 \text{ ps} \\ t_{Pompe} \sim 4 \text{ ps} \end{cases}$$

La figure 4.2.5 présente l'influence du ratio  $R_{plasma}$  sur l'énergie moyenne X-UV mesurée pour ces deux configurations efficaces. La première (courbe (a)), illustrée pour un délai  $\Delta t_{Plasma} = 300 \text{ ps}$ , atteint le maximum en énergie X-UV pour un faible ratio ( $R_{plasma} = 10\%$ ) puis diminue rapidement pour des valeurs plus élevées. La largeur et la position de la pupille évoluent peu avec le ratio, la dimension verticale de la source augmente de 50 % entre les deux bornes de la plage de mesure. Pour le deuxième régime (courbe (b) : délai  $\Delta t_{Plasma}$  fixé à 400 ps), le ratio présente un optimum plus élevé ( $R_{plasma} = 30\%$ ) mais est un paramètre moins déterminant dans l'efficacité de génération : le signal mesuré étant quasi constant entre 20 et 50 %. La pupille conserve des dimensions comparables quel que soit le ratio considéré mais semble s'éloigner de la cible quand il augmente.

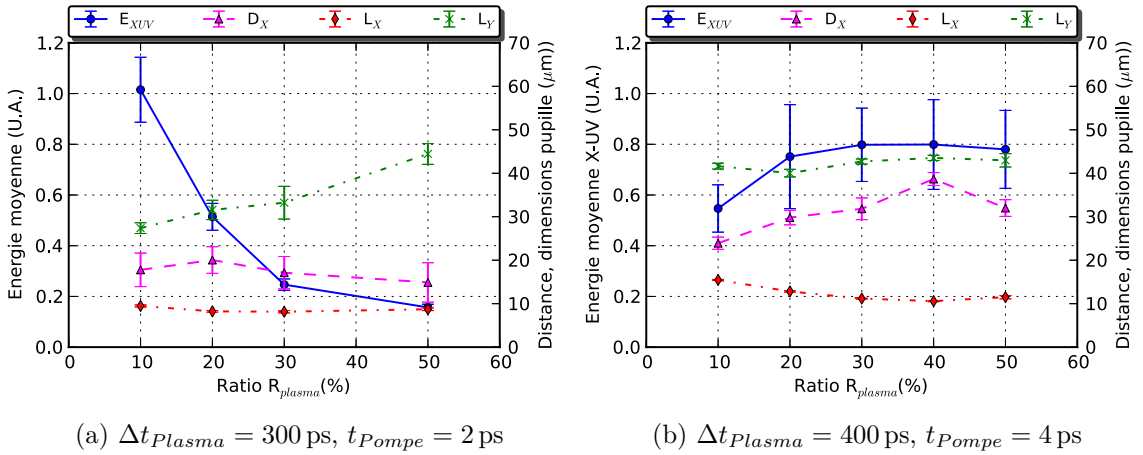


FIGURE 4.2.5 – Énergie moyenne du laser X-UV en fonction du rapport en énergie  $R_{Plasma}$  pour deux configurations différentes. La moyenne est obtenue à partir d'au moins une dizaine de tirs sur la même position de la cible.

Ces observations montrent que pour le premier régime, qui privilégie une durée d'impulsion de pompe courte et un délai court, il est crucial que l'énergie de l'impulsion plasma permette d'atteindre directement le bon degré d'ionisation. De plus,

si un ratio peu élevé est suffisant pour créer un pré-plasma dans le bon état d'ionisation, l'émission X-UV est alors plus intense grâce à la plus grande énergie contenue dans l'impulsion de pompe.

Pour des délais plus longs (deuxième régime), une augmentation de l'énergie de l'impulsion plasma permet une ionisation initiale plus importante qui compense la recombinaison due à la détente du plasma. Cependant, l'augmentation de  $\mathbf{R}_{Précurseur}$  s'effectuant au détriment de l'énergie de pompe, le gain en énergie X-UV est moins prononcé dans ce régime.

Param./Config.	C1	C2
$\mathbf{R}_{Plasma}$ (%)	10	30
$\Delta t_{Plasma}$ (ps)	300	400
$t_{pompe}$	2.5	4
$L_x$ ( $\mu\text{m}$ )	$9.5 \pm 0.25$	$11.2 \pm 0.1$
$L_y$ ( $\mu\text{m}$ )	$27.4 \pm 1.2$	$42.9 \pm 0.6$
$D_x$ ( $\mu\text{m}$ )	$24 \pm 3.9$	$30 \pm 2.5$
$E_{XUV} \times 10^5$ (U.A.)	$1 \pm 0.13$	$0.8 \pm 0.15$
$F_{XUV} \times 10^4$ (U.A.)	$32 \pm 7$	$14 \pm 3$

TABLE 4.3 – Caractéristiques de l'émission X-UV (respectivement : largeur, hauteur, distance, énergie, fluence) dans les deux configurations optimales identifiées avec le nouveau schéma DGRIP.

Après cette optimisation, on obtient ainsi deux configurations, appelées par la suite C1 et C2 (cf. Tableau 4.3), se rapportant respectivement aux deux régimes de fonctionnement identifiés. La première est associée à une source de plus petite taille que la deuxième mais d'énergie équivalente ce qui conduit à une fluence d'émission X-UV plus élevée. Ces deux configurations nous serviront de références pour étudier l'influence de la pré-impulsion générée dans l'étireur de Öffner.

#### 4.2.1.2 Configuration TGRIP : apport de la pré-impulsion courte

Les résultats expérimentaux obtenus sans pré-impulsion nous ont permis de valider le nouveau dispositif en configuration DGRIP, avec notamment un niveau d'émission X-UV légèrement supérieur à celui obtenu avec le précédent système. Nous allons maintenant étudier l'influence de la pré-impulsion courte sur la génération du laser X-UV et ce, pour les deux configurations identifiées en DGRIP.

On ajoute une pré-impulsion en gardant les paramètres figés pour C1 et C2 et on modifie l'énergie de la pré-impulsion (via  $\mathbf{R}_{Précurseur}$ ) et le délai  $\Delta t_{Précurseur}$ . Notons cependant que l'énergie de la pré-impulsion est prélevée sur les impulsions plasma et pompe, l'énergie globale étant constante.

Une augmentation de l'énergie X-UV a pu être observée pour les configurations C1 et C2 dans les conditions suivantes :

$$\text{Configuration C1} + \begin{cases} 500 \text{ ps} \leq \Delta t_{\text{Précurseur}} \leq 700 \text{ ps} & (\text{optimum } 660 \text{ ps}) \\ \mathbf{R}_{\text{Précurseur}} = 5 \% \end{cases} :$$

$$\text{Configuration C2} + \begin{cases} 700 \text{ ps} \leq \Delta t_{\text{Précurseur}} \leq 1700 \text{ ps} & (\text{optimum } 1200 \text{ ps}) \\ \mathbf{R}_{\text{Précurseur}} = 10 \% \end{cases}$$

Pour des délais  $\Delta t_{\text{Précurseur}}$  supérieurs aux bornes indiquées, l'ajout de la pré-impulsion provoque, pour les deux configurations, une diminution de l'énergie obtenue en configuration DGRIP voire l'impossibilité d'obtenir une émission laser pour les délais les plus élevés ( $> 3 \text{ ns}$ ). On observe que la configuration C2 nécessite un délai  $\Delta t_{\text{Précurseur}}$  deux fois plus important que la configuration C1 avec une fenêtre temporelle d'efficacité du précurseur plus large (1 ns contre 200 ps). De même, l'émission laser est maximale pour un ratio  $\mathbf{R}_{\text{Précurseur}}$  deux fois plus important. La ré-optimisation des paramètres DGRIP ( $\Delta t_{\text{Plasma}}$  et  $\mathbf{R}_{\text{Plasma}}$ ) et de la durée de l'impulsion de pompe a été réalisée en présence de la pré-impulsion mais les configurations optimales restent identiques en configuration TGRIP.

Le tableau 4.4 indique les caractéristiques de la source X-UV mesurées pour les configurations C1 et C2 avec la pré-impulsion. On remarque que la présence de la pré-impulsion permet respectivement de doubler et tripler l'énergie X-UV pour C1 et C2. Ceci s'accompagne d'une augmentation de taille de la source X-UV, celle ci variant entre 10 et 20 % par rapport à une configuration DGRIP. La distance par rapport à la cible reste quant à elle semblable.

Caractéristiques/Configuration	C1	C2
$\mathbf{R}_{\text{Précurseur}} \text{ (\%)}$	5	10
$\Delta t_{\text{Précurseur}} \text{ (ps)}$	660	1200
$t_{\text{pompe}}$	2.5	4
$L_x \text{ (\mu m)}$	13 (+35%)	17.4 (+55%)
$L_y \text{ (\mu m)}$	35 (+27%)	49.7(+15%)
$D_x \text{ (\mu m)}$	24 (=)	30 (=)
$E_{XUV} \times 10^5 \text{ (U.A.)}$	2.5 ( $\times 2$ )	3.8 ( $\times 4.75$ )
$F_{XUV} \times 10^4 \text{ (U.A.)}$	55 ( $\times 1.7$ )	36 ( $\times 2.5$ )

TABLE 4.4 – Caractéristiques de l'émission X-UV (respectivement : largeur, hauteur, distance, énergie, fluence) dans les deux configurations optimales identifiées avec le nouveau schéma DGRIP et comparaison des performances par rapport au DGRIP (cf. Tab. 4.3).

La figure 4.2.6 présente l'énergie X-UV mesurée tir à tir sur une même position de cible avec et sans la pré-impulsion pour chaque configuration. Pour C1 (courbe (a)), on observe une augmentation de l'énergie du laser X-UV pour les 40 premiers tirs dans les deux cas, puis une diminution monotone jusqu'à une centaine de tirs.

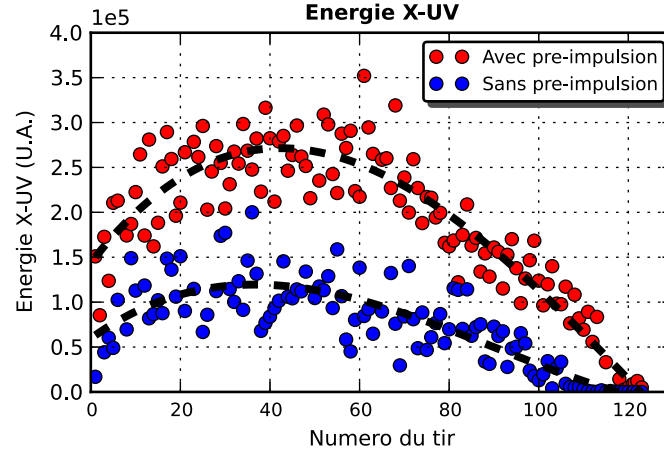
L'énergie X-UV avec pré-impulsion est sur l'ensemble des tirs deux fois plus importante que l'énergie X-UV sans pré-impulsion. De plus, la durée de vie de la cible est légèrement supérieure avec l'ajout d'une pré-impulsion, permettant environ 10 % de tirs supplémentaires sur une même position.

On constate que le maximum d'énergie n'est pas obtenu pour les premiers tirs laser, c'est-à-dire lorsque la cible est « fraîche » mais qu'il faut attendre environ 40 tirs pour que l'énergie soit doublée. Ce comportement peut s'expliquer par l'état de surface de la cible solide. Des études ont montré que l'efficacité de génération du laser X-UV dépend de la rugosité et de l'oxydation de la surface de la cible [Tommasini" 99, Lindau 07]. En effet, la formation d'une fine couche (épaisseur  $\simeq \mu\text{m}$ ) d'oxyde de Molybdène induit par un conditionnement à l'air libre de la cible peut provoquer une diminution de la concentration d'ions molybdène lasants dans le plasma pour les premiers tirs laser. Lors d'une précédente étude [Lindau 07, Cassou 06], des mesures du spectre du plasma laser ont permis d'observer les raies d'émission liées aux ions  $\text{O}^{5+}$  et  $\text{O}^{4+}$  ; celles-ci disparaissant au bout de quelques tirs laser (environ 4). Ce phénomène explique l'augmentation de l'énergie sur les 5 premiers tirs de la configuration C2, mais pas celle observée pour C1 qui a lieu sur plusieurs dizaines de tirs. Dans ce cas, on peut supposer que le cratère formé par les premiers tirs laser favorise la dynamique du plasma amplificateur en confinant ce dernier dans un volume plus réduit. Au bout d'une centaine de tirs, la profondeur excessive du cratère formé perturbe probablement la dynamique d'expansion du plasma au détriment du laser X-UV comme cela a décrit dans le chapitre précédent (Sect. 3.3.3).

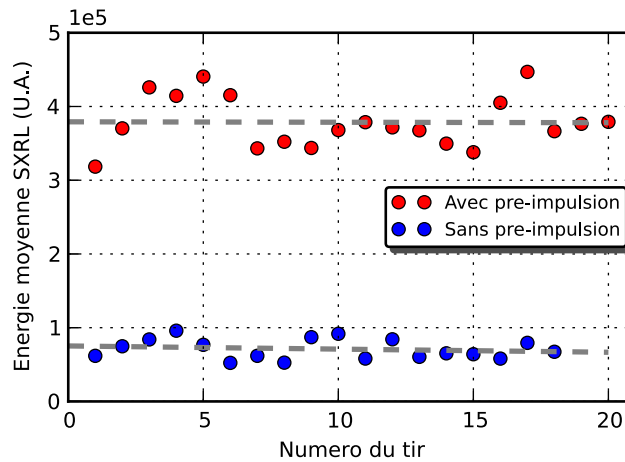
Pour la configuration C2, le rendement optimal a été obtenu pour  $\Delta t_{\text{Précurseur}} = 1.2 \text{ ns}$  et  $\mathbf{R}_{\text{Précurseur}} = 10 \%$ . Dans cette configuration (courbe (b)), on constate un gain en énergie d'un facteur 5 avec la présence d'une pré-impulsion courte. L'augmentation s'avère beaucoup plus marquée que dans la configuration C1, notamment parce que le niveau de signal initial est plus faible. Après optimisation, si les deux sources ont une énergie équivalente, la source C1 est plus brillante en raison d'une surface d'émission plus restreinte.

Dans le cadre de cette étude réalisée avec le Molybdène, le dispositif TGRIP a clairement montré un intérêt pour l'optimisation de la génération du laser X-UV par l'ajout d'une pré-impulsion contrôlable en délai et en énergie, générée au niveau du laser pilote. Dans la section suivante, nous allons étudier l'efficacité de ce dispositif pour un laser à longueur d'onde plus courte : le laser X-UV à Argent (13.9 nm).





(a) Configuration C1 : ( $\Delta t_{Plasma} = 300$  ps,  $R_{Plasma} = 10\%$  et  $t_{pompe} = 2.5$  ps), Paramètres pré-impulsion : ( $\Delta t_{Précurseur} = 660$  ps et  $R_{Précurseur} = 5\%$ )



(b) Configuration C2 : ( $\Delta t_{Plasma} = 400$  ps,  $R_{Plasma} = 30\%$  et  $t_{pompe} = 4$  ps), Paramètre pré-impulsion : ( $\Delta t_{Précurseur} = 1.2$  ns et  $R_{Précurseur} = 10\%$ )

FIGURE 4.2.6 – Évolution de l'énergie de la source laser X-UV en fonction du nombre de tirs sur un même emplacement de cible en configuration DGRIP (points bleus) et TGRIP (points rouges). L'ajout d'une pré-impulsion courte permet d'augmenter jusqu'à un facteur 5 l'énergie d'un tir laser X-UV pour C2 (b) et près d'un facteur 2 dans le cas C1 (a).

### 4.2.2 Étude expérimentale avec une cible en Argent ( $\lambda = 13.9 \text{ nm}$ )

Le laser X-UV à Argent ( $Z = 47$ ) au même titre que celui du Molybdène ( $Z = 42$ ) est un laser de type nickeloïde. Le numéro atomique de l'Argent étant supérieur à celui du Molybdène, cela implique qu'il doit atteindre un degré d'ionisation plus important pour atteindre le degré lasant ( $Z_{Ag}^* = 19$  contre  $Z_{Mo}^* = 14$ ). Par ailleurs, ce métal présente un point de fusion plus bas que le Molybdène,<sup>2</sup> la cible va donc s'user plus rapidement au fur et à mesure des tirs.

#### 4.2.2.1 Mesures de référence en configuration DGRIP :

Dans la précédente configuration DGRIP (dispositif décrit dans le chapitre 3), les performances de génération du laser X-UV étaient médiocres aussi bien en terme d'énergie qu'en terme de durée de vie : l'émission X-UV n'était visible sur l'imageur qu'avec le filtre Zirconium le plus mince à disposition ( $0.5 \mu\text{m}$ ) et ne se produisait que sur un nombre restreint de tirs (2 à 3) sur le même emplacement de cible. Avec le nouveau dispositif, nous n'avons pas noté d'améliorations en configuration DGRIP, c'est à dire sans pré-impulsion courte, quelle que soit la combinaison de paramètres utilisée.

La configuration de paramètres la moins défavorable est la suivante :

$$\begin{cases} \Delta t_{Plasma} = 150 \text{ ps} \\ \mathbf{R}_{Plasma} = 20 \% \\ t_{pompe} = 2 \text{ ps} \end{cases}$$

En comparant avec la configuration C1 du Molybdène, qui privilégie également une durée d'impulsion de pompe courte ( $\sim 2 \text{ ps}$ ), on note que le délai  $\Delta t_{Plasma}$  « optimal » est réduit de moitié et que la proportion de l'énergie dans l'impulsion plasma  $\mathbf{R}_{Plasma}$  est ici doublée. Les ions nickeloïdes correspondant à un niveau d'ionisation de  $Z^* = 19$  pour l'Argent contre  $Z^* = 14$  pour le Molybdène, l'impulsion plasma doit être plus énergétique pour obtenir un plasma contenant une fraction suffisante d'ions lasants avant l'interaction avec l'impulsion de pompe. Le délai de 150 ps correspond au cas de figure où l'impulsion de pompe arrive à la fin de l'impulsion plasma ( $\Delta t_{Plasma} \gtrsim \frac{t_{plasma}}{2}$ ). Dans ces conditions, les gradients de densités électroniques sont peu relaxés ce qui perturbe la propagation du laser X-UV le long de la colonne amplificatrice à cause d'une réfraction importante. Pourtant un délai plus long se révèle être moins efficace, ce qui signifie que le plasma se recombine trop rapidement pour maintenir une proportion d'ions lasants suffisante.

Pour illustrer la durée de vie de la cible, une série d'images de l'émission X-UV en champ proche est représentée en Fig. 4.2.7. Une baisse de l'énergie du laser X-UV est observée à chaque tir sur un même emplacement de surface, jusqu'à extinction dès le 5e tir. Ce comportement s'accompagne d'une ablation importante de la cible

2. L'enthalpie de fusion de l'argent est de  $11,3 \text{ kJ.mol}^{-1}$  alors que celle du Molybdène est de  $36 \text{ kJ.mol}^{-1}$

qui est estimée à une vitesse de  $3\mu\text{m}/\text{tir}$  ce qui est 50 fois plus élevé que pour une cible en Molybdène.

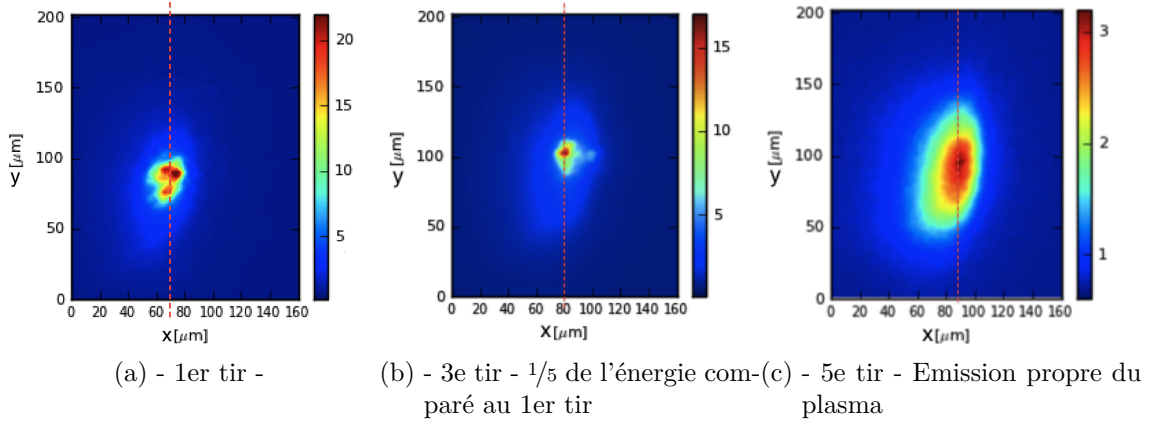


FIGURE 4.2.7 – Imagerie du laser X-UV à  $13.9\text{nm}$  avec  $\Delta t_{\text{Plasma}} = 150\text{ps}$ ,  $\mathbf{R}_{\text{Plasma}} = 20\%$ ,  $t_{\text{pompe}} = 2\text{ps}$ . La configuration optimale en configuration DGRIP, très faible en énergie, ne permet pas plus de 4 tirs sur une même position de cible. La ligne verticale en pointillé permet de suivre la progression des tirs par rapport à la surface de la cible (axe  $x$ ). L'échelle du niveau d'émission est représentée en niveau de couleur à droite de chaque figure.

#### 4.2.2.2 Configuration TGRIP : apport de la pré-impulsion courte

En partant de la configuration identifiée en DGRIP, on réalise une optimisation paramétrique du laser X-UV en fonction de l'énergie de la pré-impulsion et du délai par rapport à l'impulsion de pompe.

#### Influence du délai $\Delta t_{\text{Précurseur}}$ sur l'efficacité de génération X-UV

Dans un premier temps, on s'intéresse à l'influence du délai entre la pré-impulsion et les deux impulsions propres au DGRIP sur l'efficacité de génération avec un faible ratio  $\mathbf{R}_{\text{Précurseur}}$  fixé à  $5\%$  de l'énergie totale. L'optimisation de l'émission X-UV est réalisée en mesurant l'énergie laser moyenne (sur 10 tirs) ainsi que la position relative du barycentre de la pupille, pour des délais  $\Delta t_{\text{Précurseur}}$  variant entre  $600\text{ps}$  et  $3\text{ns}$ . Les mesures sont présentées sur la figure 4.2.8.

On observe surtout, dans un premier temps, une émission X-UV significative, contrairement à la configuration DGRIP. L'énergie de cette émission augmente avec le délai jusqu'à  $1\text{ns}$ , suivie d'un plateau qui dure  $600\text{ps}$ . Pour des délais élevés ( $>1600\text{ps}$ ), l'énergie chute d'abord brutalement jusqu'à un niveau qui se maintient jusqu'à  $3\text{ns}$ . Ce décrochement est associé à un éloignement brutal de la cible d'environ  $20\mu\text{m}$ .

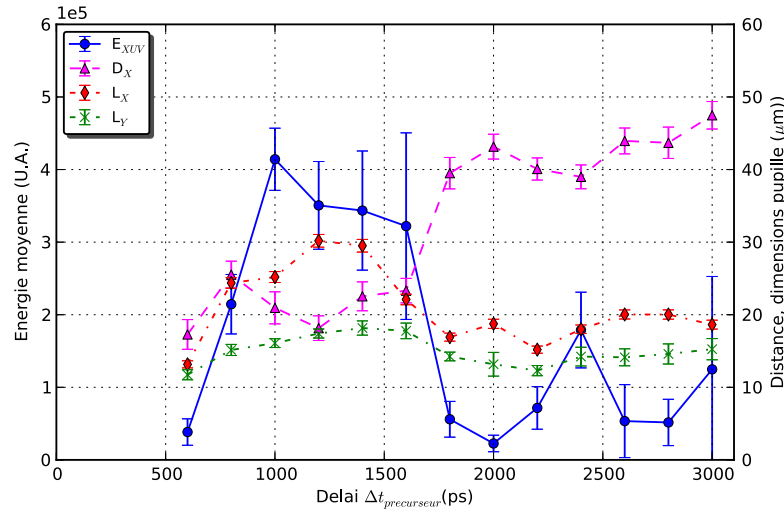


FIGURE 4.2.8 – Énergie et position de la pupille X-UV obtenues pour différents délais  $\Delta t_{\text{précursur}}$ . Chaque point représente la moyenne de 10 tirs sur une même position de cible. Le signal augmente avec le délai pour devenir maximal entre 1 ns et 1.6 ns, puis décroît rapidement pour des délais plus élevés. La position de la pupille diminue brutalement avec la chute de l'énergie. Les barres autour de la valeur moyenne traduisent les fluctuations d'énergie tir à tir.

Dans la fenêtre d'énergie optimale comprise entre 1 et 1.6 ns, on remarque que les barres de fluctuation de l'énergie moyenne augmentent avec le délai, passant de 11 % pour 1 ns à 40 % RMS pour 1.6 ns. La figure 4.2.9 qui présente l'évolution tir à tir de l'énergie du faisceau X-UV pour ces mêmes délais, montre que cette fluctuation apparente autour de la moyenne est due à la diminution rapide du signal mesuré, ce qui fausse la moyenne calculée sur 10 tirs consécutifs.

### Mesure de la l'énergie et de la durée de vie de la cible

En référence à la méthode d'ajustement de l'évolution de l'énergie X-UV tir à tir présentée au chapitre 3 (§. 3.3.3), nous allons étudier l'efficacité du laser X-UV en exprimant les observables suivantes :

- Énergie X-UV du premier tir laser (notée  $E_{\text{max}}$ ).
- Durée de vie de la cible, à partir du paramètre  $n_\tau$  représentant la demi-vie.
- Dose totale de rayonnements X-UV à partir une même position de cible, jusqu'à l'extinction de l'émission laser.

Les paramètres de l'ajustement en fonction du délai  $\Delta t_{\text{Précursur}}$  sont représentés sur la figure 4.2.10. On peut observer que l'énergie X-UV et la durée de vie de la cible augmentent conjointement jusqu'à  $\Delta t_{\text{Précursur}} = 1$  ns. Dans l'intervalle de délai favorable, situé entre 1 et 1.6 ns (cf. Fig. 4.2.8), il apparaît que l'augmentation de l'énergie se produit au détriment de la durée de vie. En outre, un délai de 1.6 ns

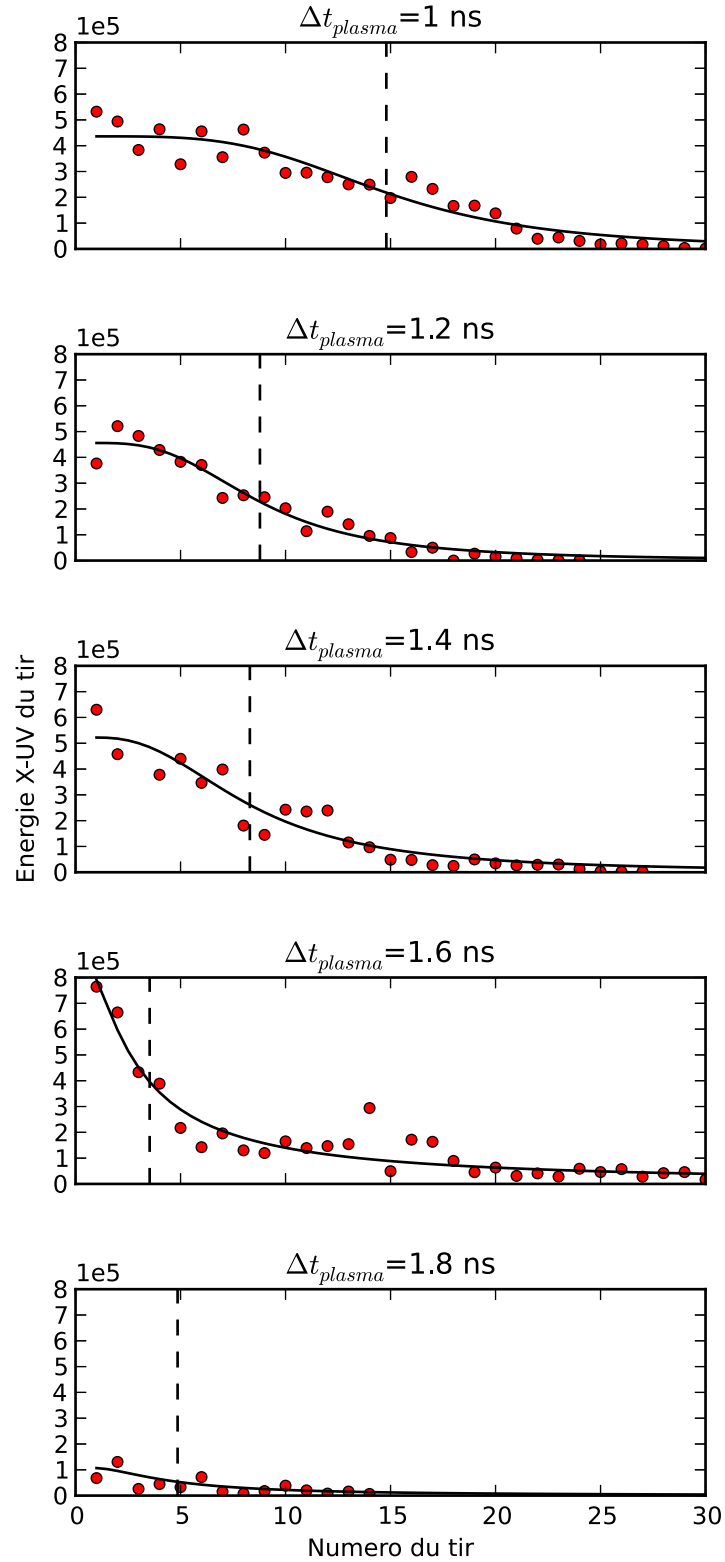


FIGURE 4.2.9 – Évolution tir à tir de l'énergie X-UV pour  $R_{plasma}$  différents délais  $\Delta t_{précurseur}$  entre le précurseur et l'impulsion de pompe. L'ajustement des mesures est réalisé avec la fonction sigmoïde présentée au chapitre 3. La barre en pointillé indique la demi-vie de la cible  $n_\tau$ .

permet de doubler l'énergie du premier tir laser au détriment d'une durée de vie quatre fois plus faible. A partir de 1.8 ns, l'énergie chute brutalement sans gain notable sur la durée de vie.

L'ajustement des données expérimentales a permis d'évaluer l'énergie maximale pour chaque délai en pondérant cette valeur par le nombre de tirs. Un délai de 1 ns constitue le compromis en terme d'énergie et de durée de vie de la cible en fonction du délai  $\Delta t_{Précurseur}$ .

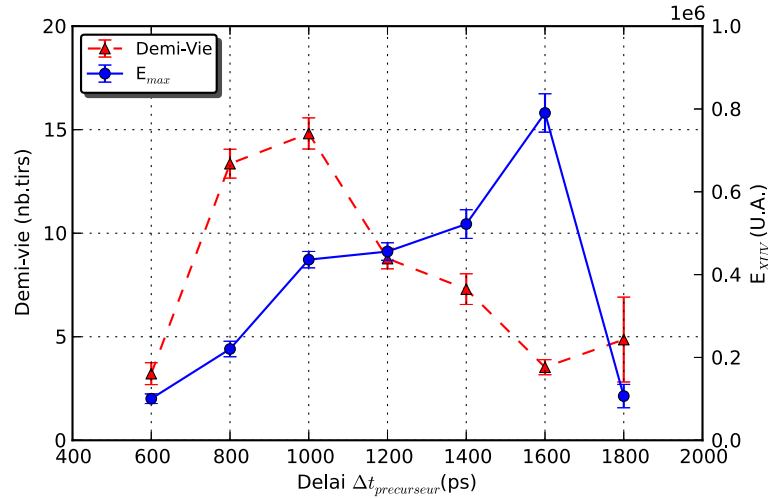


FIGURE 4.2.10 – Paramètres d'ajustement de l'évolution de l'énergie X-UV à tir à tir avec en bleu  $E_{max}$ , l'énergie du premier tir laser, et en rouge  $n_{\tau}$  le nombre de tir au bout duquel l'énergie X-UV a été réduite de moitié. Les barres d'erreurs affichées représentent l'incertitude de l'optimisation de l'ajustement.

### Influence du rapport en énergie $R_{Précurseur}$ sur l'efficacité de génération X-UV

L'effet de la pré-impulsion sur le laser X-UV est maintenant étudié en fonction de l'énergie du précurseur via le paramètre  $R_{Précurseur}$  (correspondance en milliJoule indiquée sur le tableau 4.2). La figure 4.2.11 présente les paramètres observables X-UV ( $E_{max}$ ,  $n_{\tau}$ ) pour différents  $R_{Précurseur}$  compris entre 5 et 20 %. La dose maximale X-UV obtenue à partir du même emplacement de cible est également représentée.

Nous pouvons remarquer tout d'abord que la plage de délai efficace (1000 à 1600 ps), identifiée au paragraphe précédent, varie peu suivant la valeur de  $R_{Précurseur}$ . Lorsque l'énergie de la pré-impulsion augmente, on observe pour certains délais une hausse de l'énergie du premier tir laser. Comme observé au paragraphe précédent, cette augmentation s'accompagne d'une baisse de la durée de vie de la cible. La dose X-UV optimale est ainsi obtenue pour la plus faible énergie de pré-impulsion considérée.

Nous avons montré au travers de cette étude paramétrique que la présence d'une pré-impulsion a un effet notable sur l'efficacité de génération du laser X-UV à Argent. La configuration TGRIP a permis d'obtenir, de façon optimale, une émission X-UV

avec une augmentation de l'énergie de plus d'un facteur 5 et d'améliorer la durée de vie de la cible d'un ordre de grandeur en passant de 3 tirs à 30 tirs sur un même emplacement de surface. Pour une utilisation mono-tir de la source laser, on pourra privilégier une pré-impulsion à plus haute énergie (230 mJ) pour maximiser les premiers tirs laser, au détriment de la durée de vie de la cible. Pour une utilisation à haute cadence du laser X-UV, une pré-impulsion de faible énergie est préférée pour maximiser la dose totale de rayonnement X-UV obtenue à partir d'un même emplacement de cible.

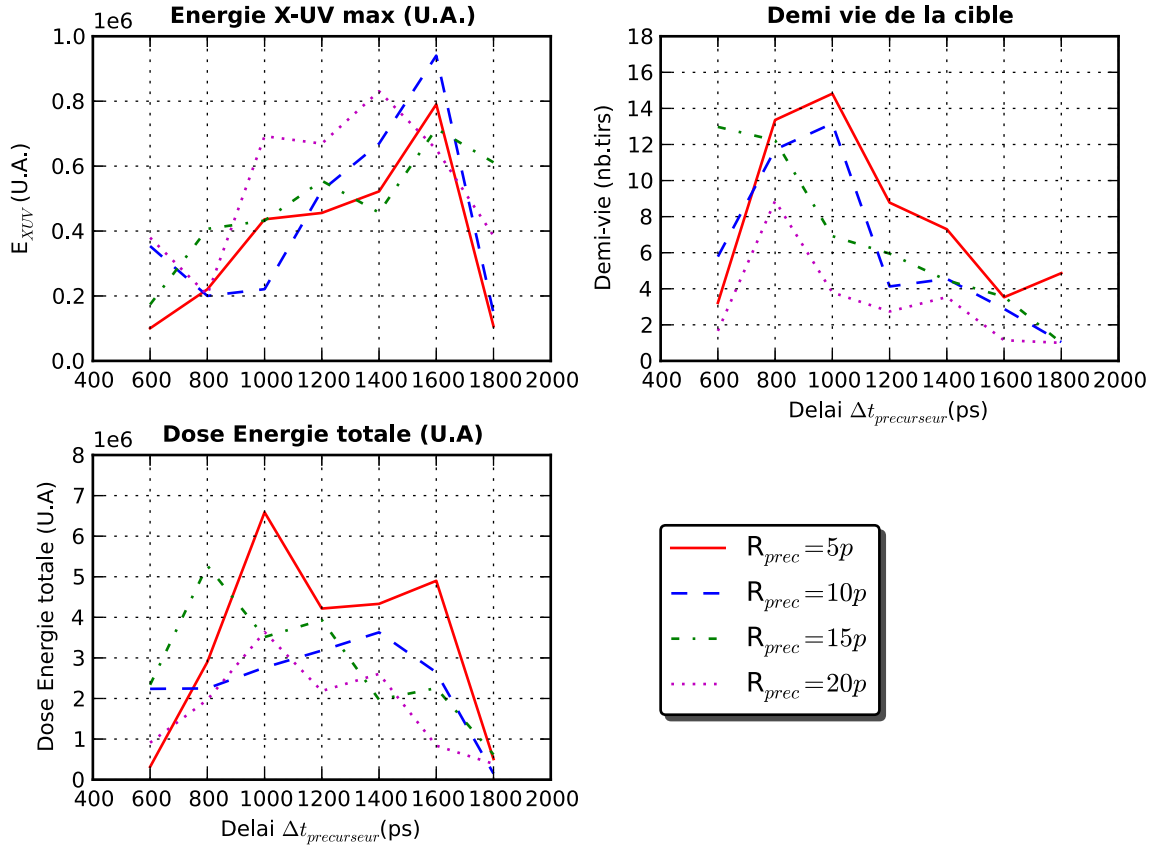


FIGURE 4.2.11 – Evolution des observables du laser X-UV,  $E_{\text{max}}$  et  $n_{\tau}$ , en fonction du délai  $\Delta t_{\text{Précurseur}}$  et pour différentes énergies de la pré-impulsion (via  $R_{\text{Précurseur}}$ ). La dose totale X-UV obtenue à partir d'un même emplacement de cible a été calculée en fonction de ces mêmes paramètres.

### 4.2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un dispositif optique intégré dans la chaîne laser au niveau de l'étireur, et capable de générer les impulsions propres au DGRIP ainsi qu'une pré-impulsion courte réglable en énergie et en délai. Ce nouveau système conserve les qualités de stabilité de pointé du DGRIP par l'utilisation d'un faisceau unique pour les trois impulsions. Par ailleurs, ce réglage tout optique est naturellement sans gigue temporelle.

Le TGRIP permet d'obtenir des lasers X-UV à des longueurs d'ondes variées, avec des cibles dont les propriétés sont thermo-mécaniquement très éloignées, comme le Molybdène et l'Argent. Il devrait pouvoir être étendu à d'autres éléments, comme par exemple le titane, particulièrement intéressant en vue de l'injection d'harmoniques.

Pour le Molybdène, nous avons observé que l'ajout de la pré-impulsion après optimisation du régime de fonctionnement du laser XUV en mode DGRIP pur avait certes des effets bénéfiques comme l'augmentation de l'énergie XUV (typiquement d'un facteur deux à quatre) mais ne modifiait pas significativement les paramètres de réglage propres au DGRIP tels que le délai entre l'impulsion plasma et l'impulsion de pompe et leur balance en énergie, de même que la durée de l'impulsion de pompe.

Pour l'Argent, le précurseur a un effet plus prononcé sur l'efficacité de génération du laser X-UV que pour le Molybdène : nous avons montré non seulement une augmentation jusqu'à un ordre de grandeur de l'efficacité de génération, mais aussi une augmentation de la durée de vie de la cible.





## Chapitre 5

# Dispositif QAGRIP : création du plasma avec une impulsion longue de faible intensité

### Plan du chapitre

---

5.1	Intérêt . . . . .	102
5.2	Descriptif du dispositif QAGRIP . . . . .	102
5.3	Etude expérimentale . . . . .	104
5.3.1	Validation du dispositif avec le Molybdène Nickeloïde . . . . .	104
5.3.1.1	Etude en délai $\Delta t_{Plasma}$ et en durée $t_{pompe}$ . . . . .	104
5.3.1.2	Comparaison avec le schéma DGRIP . . . . .	105
5.3.2	Etude extensive du QAGRIP : Application à l'Argent et au Titane . . . . .	107
5.3.2.1	Influence des paramètres temporels sur l'énergie X-UV	108
5.3.2.2	Simulation hydrodynamique du plasma créé par le laser Nd :YAG avant le pompage . . . . .	109
5.3.2.3	Simulation du processus de pompage X-UV . . . . .	110
5.4	Optimisation du dispositif QAGRIP pour réaliser une source X-UV injectée . . . . .	112
5.4.1	Variante du QAGRIP : 1L2S . . . . .	112
5.4.2	Expérience 1L2S : Influence des paramètres de la pré-impulsion sur la durée de l'impulsion de pompe avec l'Argent . . . . .	114
5.5	Injection d'harmoniques d'ordres élevés : Mesure temporelle du gain X-UV . . . . .	115
5.5.1	Contexte . . . . .	115
5.5.2	Expérience d'injection du laser X-UV en 1L1S/1L2S : mesure temporelle du gain . . . . .	116
5.6	Conclusion . . . . .	119

---

## 5.1 Intérêt

Nous avons vu dans le chapitre 2 de ce manuscrit que les expériences menées sur la station LASERIX peuvent requérir l'utilisation simultanée de plusieurs faisceaux infrarouges (IR) ou X-UV synchronisés [Ros 13]. Dans le cas d'une expérience pompe-sonde XUV-IR à haute résolution temporelle, il est en effet indispensable que la pompe IR possède le meilleur contraste temporel possible. On ne peut donc pas utiliser l'impulsion mise en forme pour générer le laser X-UV lorsqu'elle est précédée de répliques qui peuvent perturber l'interaction entre la pompe et l'échantillon [Wilson 12]. De même, l'efficacité de génération d'harmoniques d'ordres élevés (HOE) qui sera utilisée pour injecter les lasers X-UV pourrait être dégradée par la présence de pré-impulsions.

Nous proposons dans cette partie une méthode alternative de génération du laser X-UV basée sur une impulsion de pompe à haut contraste temporel et l'utilisation d'un laser annexe de durée longue par rapport à ce que peut produire les dispositifs basés sur le laser pilote. Notons que le coût d'investissement et de fonctionnement de ces lasers est très inférieur à celui des chaînes laser Ti :Sa qui doivent être réservées aux impulsions pour lesquelles elles sont réellement requises. Cette nouvelle méthode est compatible avec les expériences pompe-sonde à haut contraste qui peuvent être menées sur LASERIX, tout en restant simple d'utilisation ; elle a été mise en oeuvre pour une mesure d'opacité résolue en temps à l'échelle picoseconde d'un plasma créé par laser femtoseconde [Shahzad 15]. L'acronyme « QAGRIP » pour Q-switched assisted GRazing Incidence Pumping, sera utilisé dans la suite du manuscrit.

## 5.2 Descriptif du dispositif QAGRIP

Le dispositif expérimental QAGRIP est illustré sur la figure 5.2.1a. Une impulsion longue de 6 ns (FWHM) et de 140 mJ d'énergie, issue d'un laser Nd :YAG doublé en fréquence ( $\lambda_{2\omega} = 532$  nm), interagit en incidence normale avec la cible solide pour créer le plasma. L'impulsion est focalisée à l'aide d'une lentille cylindrique pour former une ligne de  $0.1 \times 5$  mm<sup>2</sup> avec une intensité nominale sur cible de  $\sim 5 \times 10^9$  W.cm<sup>-2</sup>. Le système de focalisation de l'impulsion de pompe, décrit précisément dans la section 2.3.1, demeure identique aux précédentes configurations. Une ligne de  $0.08 \times 5$  mm<sup>2</sup> est ainsi générée pour le pompage du plasma. Le recouvrement des deux lignes focales est entièrement ajustable sous vide grâce aux montures motorisées de la voie du laser pilote et contrôlé avec le système d'imagerie RILF (décrit au § 2.3.2). Un ajustement fin peut également être réalisé avec les montures situées sur la ligne de lumière du laser annexe, sans déformation notable de la ligne focale de l'impulsion plasma. Par ailleurs, cette dernière est plus large de 25 % que celle formée par la pompe ce qui assure un recouvrement tir à tir optimal.

La séquence temporelle de production du laser X-UV en configuration QAGRIP est représentée en figure 5.2.1a. À la différence des autres configurations décrites dans ce manuscrit (chapitre 3 & 4), le retard entre les deux impulsions est ici contrôlable à partir du système électronique de synchronisation du laser pilote. Pour faire varier

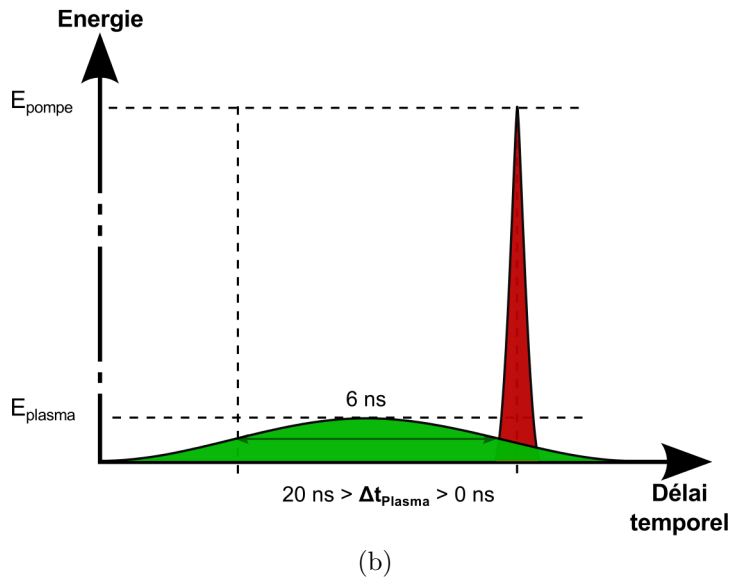
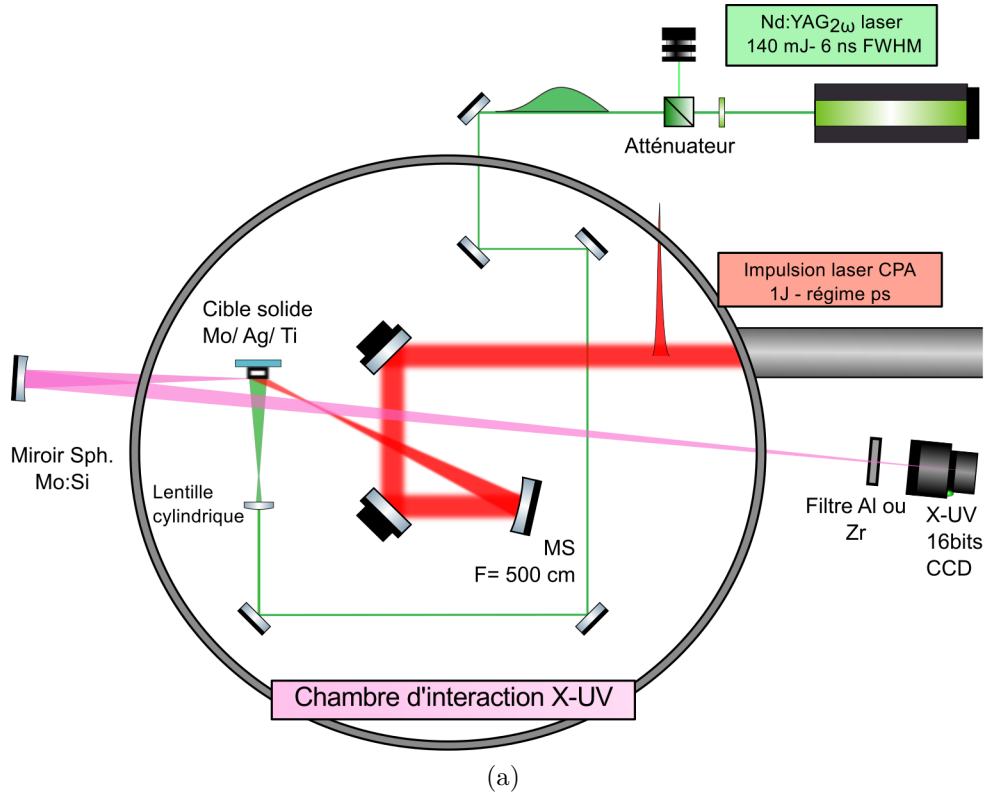


FIGURE 5.2.1 – (a) Dispositif expérimental du QAGRIP. Deux faisceaux laser provenant de deux systèmes indépendants sont utilisés pour la génération X-UV. Le plasma est créé en focalisant en ligne l'impulsion  $2\omega$  du laser Nd :YAG. L'impulsion de pompe provenant du laser pilote, est focalisé en ligne en utilisant la focale sagittale d'un miroir convexe utilisé hors axe, avec un angle de rasance de  $20^\circ$ . (b) Profil temporel pour la génération X-UV en schéma QAGRIP. La référence de mesure du retard  $\Delta t_{\text{plasma}}$  est fixée à mi-hauteur de la montée de l'impulsion plasma, jusqu'au maximum de l'impulsion de pompe. Le délai entre les deux impulsions est variable entre 0 et 20 ns en modifiant le déclenchement Q-Switch qui est synchronisé avec le laser pilote.

le délai  $\Delta t_{Plasma}$ , le déclenchement Q-Switch du laser est synchronisé avec le laser pilote et peut être modifié sur plusieurs nanosecondes, sans modification de l'énergie de l'impulsion plasma. La principale source d'instabilité de cette méthode provient de l'électronique interne au système de synchronisation. Le signal de déclenchement du Q-Switch présente une gigue temporelle estimée à  $\pm 500$  ps (pic à pic) d'après la mesure de la gigue optique avec une photodiode rapide. L'instabilité temporelle qui en résulte reste cependant très inférieure à l'enveloppe de l'impulsion plasma (6 ns).

La principale particularité de ce système est de décorréler la création du plasma - donc l'impulsion plasma - du faisceau issu du laser pilote. Par conséquent, toute l'énergie du laser pilote peut être utilisée pour le pompage du plasma.

## 5.3 Etude expérimentale

Comme cela a été réalisé avec le TGRIP (Chapitre 4), ce schéma a été testé dans un premier temps avec le Molybdène. Cet élément, qui permet de produire un laser X-UV récurrent sur LASERIX, permet de valider le nouveau dispositif. Dans un second temps, nous présenterons une étude détaillée du laser X-UV produit avec l'Argent et le Titane pour montrer l'universalité de cette méthode. Le laser X-UV à Argent ( $\lambda = 13.9$  nm) est plus particulièrement adapté pour les expériences de plasmas denses, tandis que celui produit à partir du Titane ( $\lambda = 32.6$  nm) convient à l'amplification d'harmoniques d'ordres élevés générées dans un gaz d'Argon.

### 5.3.1 Validation du dispositif avec le Molybdène Nickeloïde

#### 5.3.1.1 Etude en délai $\Delta t_{Plasma}$ et en durée $t_{pompe}$

Nous avons commencé par optimiser le délai entre le début de l'impulsion plasma et le pic de l'impulsion de pompe, noté  $\Delta t_{plasma}$ . Les premiers essais montrent que le délai  $\Delta t_{Plasma}$  optimal se situe vers 8 ns. La durée du Nd :YAG ne pouvant être modifiée, l'influence de la durée d'impulsion de pompe sur les caractéristiques du laser X-UV est étudiée à partir de ce délai  $\Delta t_{Plasma}$ . La figure 5.3.1 présente l'influence de la durée de pompe  $t_{pompe}$  sur trois caractéristiques de l'émission X-UV mesurées en champ proche à partir de l'imageur X-UV : l'énergie  $E_{XUV}$ , les dimensions horizontales et verticales de la source ( $L_x, L_y$ ) et la distance à la cible de la source  $D_x$ . Chaque point représente la moyenne obtenue sur une dizaine de tirs effectués sur un même emplacement de surface.

On observe que l'énergie de la source X-UV augmente avec la durée d'impulsion de pompe jusqu'à un optimum situé autour de 10-12 ps puis chute pour des valeurs plus élevées. Notons que l'optimum est obtenu avec une impulsion de pompe plus longue que dans les autres configurations étudiées dans ce manuscrit. Cette tendance sera étudiée plus en détail dans la suite du chapitre (§. 5.3.2.3). La largeur et la distance suivent une augmentation quasi linéaire avec la durée d'impulsion de pompe tandis que la hauteur reste relativement stable.

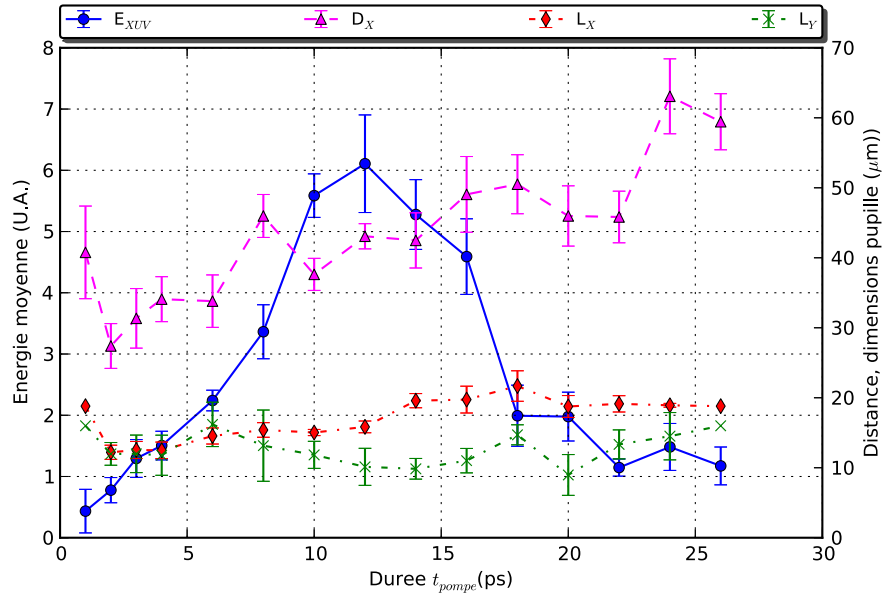


FIGURE 5.3.1 – Mesures des caractéristiques du faisceau X-UV - Energie  $E_{XUV}$ , largeur  $L_x$ , hauteur  $L_y$  et distance  $D_x$  - obtenues en fonction de la durée de l'impulsion de pompe  $t_{pompe}$  pour un délai  $\Delta t_{Plasma}$  fixé à 8 ns.

### 5.3.1.2 Comparaison avec le schéma DGRIP

Pour valider le schéma QAGRIP, une première comparaison est faite avec le nouveau dispositif DGRIP présenté au chapitre 4 en sect. 4.1, sans pré-impulsion courte. Dans le cas du QAGRIP, on obtient une énergie deux fois plus importante qu'en DGRIP avec seulement 15 % d'énergie laser en plus sur la cible. En effet, rappelons que le QAGRIP bénéficie de l'apport du laser externe ( $E_{Nd:YAG_{2\omega}} = 140$  mJ), alors qu'une fraction de l'énergie du laser pilote (définie par  $R_{Plasma}$ ) en DGRIP est dédiée à la création du plasma.

La comparaison des caractéristiques de la source X-UV (cf. tableau 5.1) montre que le gain en énergie X-UV mesuré n'est pas dû à une émission plus intense mais à une augmentation de la taille de la source. On remarque en effet que la pupille X-UV s'étend sur une surface qui est doublée par rapport au cas DGRIP, avec en particulier une augmentation se faisant majoritairement suivant l'axe perpendiculaire à la cible. On note également que la distance de la source par rapport à la surface de la cible est deux fois plus élevée en QAGRIP.

### Interprétation

La différence entre les deux schémas réside fondamentalement dans la façon de créer le plasma et notamment la durée de l'impulsion plasma, vingt fois plus longue que l'impulsion plasma du laser Ti :Sa. En schéma DGRIP, l'impulsion plasma est plus intense, donc les gradients de densités sont plus élevés ce qui engendre une

	DGRIP	QAGRIP	Evolution (DGRIP→QAGRIP)
$E_{tot}$ (J)	0.3 + 1	0.13 + 1.3	+15%
$\Delta t_{Plasma}$ (ns)	0.3	8	$\times 30$
$t_{pompe}$	2.5	10	$\times 4$
$E_{XUV}$ (U.A)	5	8.8	+75 %
$L_x$ ( $\mu\text{m}$ )	11.8	18.8	+ 55 %
$L_y$ ( $\mu\text{m}$ )	32.9	42.3	+ 30 %
$F_{XUV}$ (U.A)	5.3	4.7	-11 %
$D_x$ ( $\mu\text{m}$ )	24	48	+ 100 %

TABLE 5.1 – Tableau comparatif DGRIP/QAGRIP des caractéristiques du laser de pompe (énergie sur cible + paramètres temporels) ainsi que du laser X-UV (respectivement : énergie, dimensions horizontales et verticales, fluence et position de la source) obtenues pour chaque configuration optimale.

réfraction plus violente du faisceau X-UV. De plus, la dynamique du plasma est plus rapide ce qui provoque une détente plus forte. Il faut donc injecter l'impulsion de pompe à des délais  $\Delta t_{Plasma}$  plus courts, ce qui aboutit à une zone de gain plus confinée.

A l'inverse, l'intensité plus faible de l'impulsion plasma du schéma QAGRIP engendre une détente du plasma plus lente et des profils de densités électroniques plus doux, aboutissant à des délais  $\Delta t_{Plasma}$  plus long et une zone de gain plus large. La densité GRIP, pour laquelle l'impulsion de pompe est absorbée ( $\sim 2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ) est aussi plus éloignée de la surface de la cible. La zone d'émission est ainsi plus éloignée de la cible.

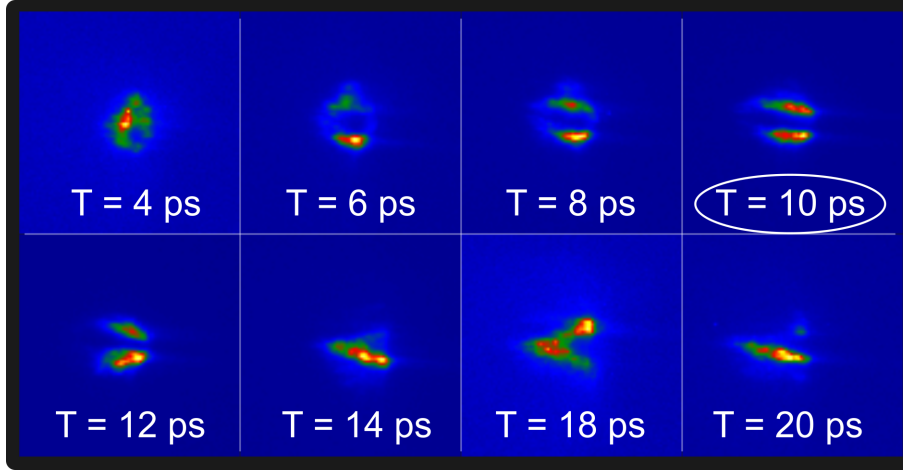
### Observation d'une double structure de source X-UV

Au cours de cette optimisation, d'importantes variations sur la forme de la source ont été observées, notamment en étudiant l'effet de la variation de la durée d'impulsion de pompe. Comme cela a pu être discuté dans le précédent chapitre (sect. 4.2.1.1), l'apparition de deux zones d'émission suivant la direction verticale peut être expliquée par un phénomène de sur-ionisation au niveau du maximum d'intensité de la ligne focale, probablement lié aux caractéristiques de l'impulsion de pompe.

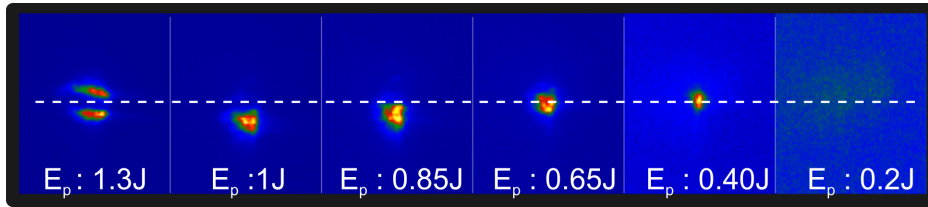
On se propose de vérifier ce comportement en faisant d'abord varier la durée de l'impulsion de pompe, puis son énergie à durée fixe. La figure 5.3.2a présente une série d'images en champ proche de la source X-UV obtenue en un tir pour différentes durées  $t_{pompe}$  à énergie constante. Pour  $t_{pompe} = 4$  ps, on observe une source unique, qui se divise en deux pour une durée d'impulsion comprise entre 6 et 14 ps, puis la source redevient unique, mais plus éloignée de la cible à partir de 14 ps.

La figure 5.3.2b montre des images enregistrées avec différentes énergies de pompe pour une durée d'impulsion de pompe de 10 ps. On peut observer que la diminution de l'énergie de pompe permet de retrouver une seule zone de gain circulaire.

On montre ainsi que ce phénomène est, pour la configuration QAGRIP, principale-



(a) Série en durée d'impulsion



(b) Série en énergie de pompe

FIGURE 5.3.2 – Série d'images de la source laser X-UV en champ proche mesurées avec le schéma QAGRIP sur le Molybdène. Ces images montrent l'apparition d'une double structure d'émission laser X-UV pour une large gamme de durée de pompe (4-18 ps) **(a)**. Une série en énergie de pompe infrarouge est illustrée pour  $t = 10$  ps qui correspond au maximum d'énergie X-UV obtenue **(b)**. L'échelle d'énergie est normalisée pour chaque champ proche afin de mettre en évidence le phénomène.

ment dû aux caractéristiques de l'impulsion de pompe et que l'ionisation du plasma liée à l'impulsion de pompe tient un rôle prépondérant. Cet aspect sera abordé dans la section suivante dans laquelle nous allons étudier les spécificités de ce nouveau mode de fonctionnement.

### 5.3.2 Etude extensive du QAGRIP : Application à l'Argent et au Titane

Nous allons maintenant montrer que le schéma QAGRIP peut être étendu à une large variété d'éléments. L'influence des paramètres temporels  $\Delta t_{\text{plasma}}$  et  $t_{\text{pompe}}$  est ici étudiée de façon plus approfondie pour l'Argent (Nickeloïde) et pour le Titane (Néonoïde) :



### 5.3.2.1 Influence des paramètres temporels sur l'énergie X-UV

Les mesures d'énergie X-UV sont représentées en échelle de couleur sur la figure 5.3.3 en fonction de  $\Delta t_{Plasma}$  (axe des ordonnées) et  $t_{pompe}$  (axe des abscisses). Dans le cas de l'Argent, le seuil d'effet laser est obtenu pour un délai  $\Delta t_{Plasma}$  minimal de 3 ns, correspondant au maximum de l'enveloppe de l'impulsion plasma. Pour des délais supérieurs, allant jusqu'à 13 ns, on observe un signal quasi indépendant de la durée de l'impulsion de pompe entre 10 et 22 ps. Ces durées sont relativement longues comparées à celles mesurées avec les schémas présentés dans les chapitres précédents (DGRIP, TGRIP). L'énergie X-UV maximale est obtenue pour une durée d'impulsion de pompe de 18 ps.

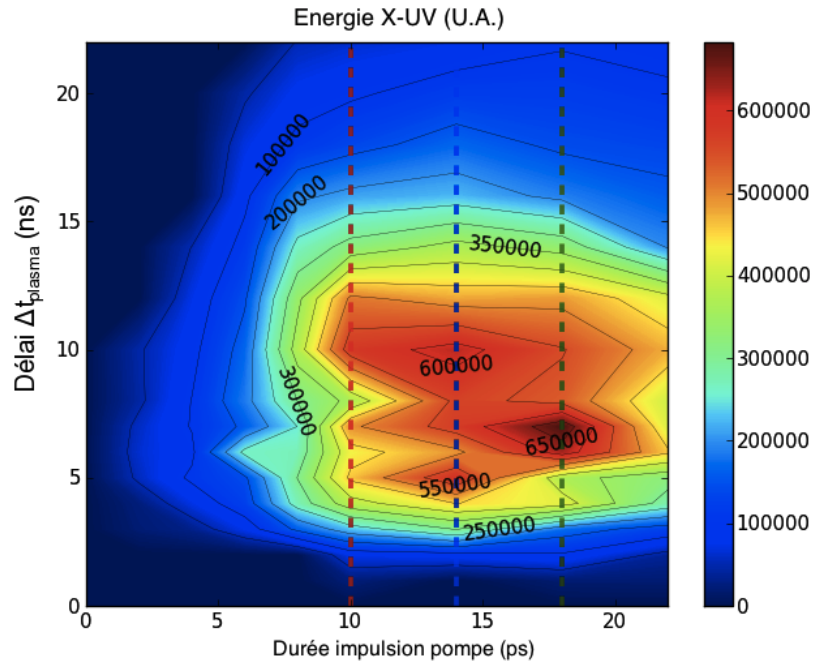


FIGURE 5.3.3 – Cartographie de l'énergie X-UV en niveau de couleur obtenue avec l'Argent en fonction de la durée de l'impulsion de pompe  $t_{pompe}$  (abscisses) et du délai  $\Delta t_{Plasma}$  (ordonnées).

Dans le cas du Titane (cf. Fig. 5.3.4), la fenêtre de génération est plus restreinte. L'émission laser a lieu principalement pour des délais compris entre 5 et 10 ns et pour des durées d'impulsion se situant entre 2 et 7 ps. L'énergie X-UV est maximale pour  $t_{pompe} = 4$  ps et  $\Delta t_{Plasma} = 6$  ns. Notons ici que les paramètres  $\Delta t_{Plasma}$  et  $t_{pompe}$  de pompe sont corrélés : un allongement du délai se traduit par une augmentation de la durée optimale de pompe.

Ces différents comportements, également observés par l'équipe de J.J. Rocca [Berrill 07], dépendent de la nature du plasma créé en QAGRIP que nous allons étudier avec un code hydrodynamique.

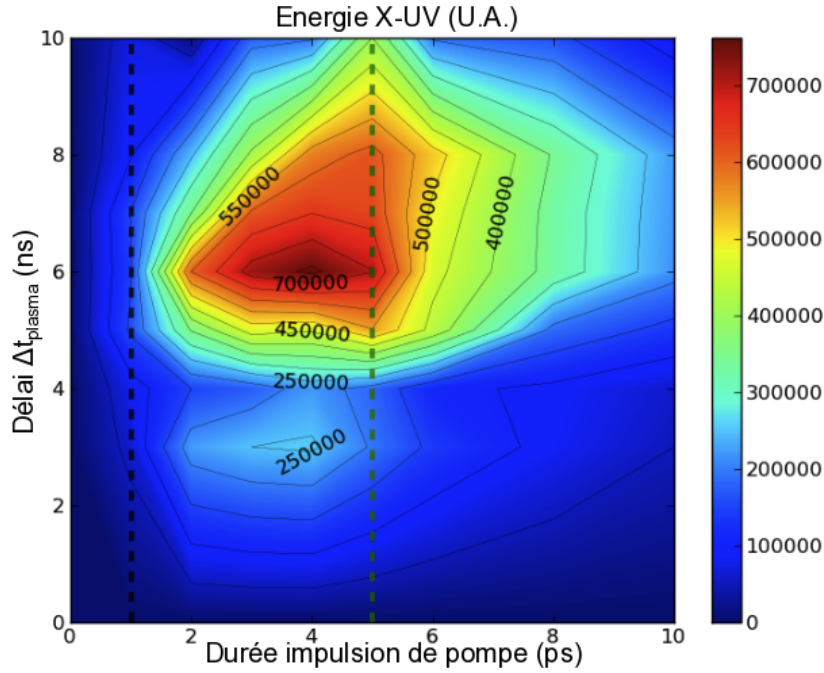


FIGURE 5.3.4 – Cartographie de l'énergie X-UV en niveau de couleur obtenue avec le Titane en fonction de la durée de l'impulsion de pompe  $t_{pompe}$  (abscisses) et le délai  $\Delta t_{Plasma}$  (ordonnées).

### 5.3.2.2 Simulation hydrodynamique du plasma créé par le laser Nd :YAG avant le pompage

Nous avons réalisé, en collaboration avec l'équipe de Daniel Ursescu de l'IN-FLPR<sup>1</sup>, une simulation du plasma créé à partir d'une cible en Argent par une impulsion d'un laser ayant les caractéristiques suivantes :  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $\tau = 6 \text{ ns}$  et  $E = 140 \text{ mJ}$  (cf. Fig. 5.3.5). Ce calcul a été effectué avec EHYBRID, un code hydrodynamique couplé à un module de dynamique d'ionisation et de peuplement des niveaux des ions [Pert 06]. Précisons que cette simulation donne l'état du plasma juste avant l'arrivée de l'impulsion de pompe et ne peut donc pas calculer des gains. Il fournit cependant le profil de densité électronique du plasma  $n_e$ , son ionisation moyenne  $Z^*$  et sa température électronique  $T_e$  avant le pompage.

Au voisinage de la densité GRIP ( $\ln(n_e) \sim 46-47 \text{ cm}^{-3}$ ), correspondant à la zone qui sera ultérieurement chauffée par l'impulsion de pompe, le degré d'ionisation  $Z^*$  du plasma reste très inférieur (maximum  $Z^* = 7$ ) à celui de l'état lasant ( $Z_{Ni-like}^* = 19$ ) sur toute la plage temporelle simulée. À titre de comparaison, la même simulation a été effectuée dans le cas du DGRIP - avec  $R_{Précurseur} = 30 \%$  - et montre que le plasma est ionisé jusqu'au degré Nickeloïde. Ceci est dû à la différence d'intensité laser sur cible entre l'impulsion plasma créé avec le Nd :YAG ( $I = 5 \times 10^9 \text{ W.cm}^{-2}$ ) et celle créé avec le laser Ti :Sa ( $I = 3.5 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ ).

Cette première simulation démontre que le plasma généré en configuration QA-

1. National Institut for Lasers, Plasma and Radiation Physics

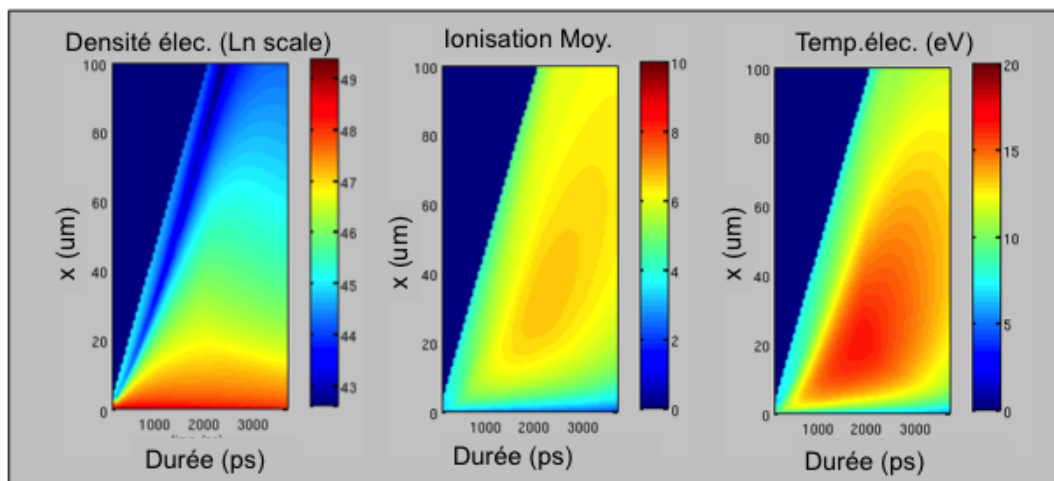


FIGURE 5.3.5 – Simulation EHYBRID de l’évolution temporelle des caractéristiques du plasma à partir du début de l’impulsion plasma pour une cible en Argent. A  $t = 0$  ps, le front avant de l’impulsion plasma interagit avec la cible solide. On représente de gauche à droite, la densité électronique  $n_e$ , l’ionisation moyenne  $Z^*$  ainsi que la température électronique  $T_e$  du plasma.

GRIP est très faiblement ionisé, ce qui constitue une différence fondamentale par rapport aux schémas étudiés jusqu’à maintenant. Pour obtenir l’émission laser X-UV, l’impulsion de pompe doit donc commencer par compléter l’ionisation vers l’état requis, avant d’exciter la transition laser par collisions pour générer le gain. Cela peut expliquer la différence de durée optimale avec les configurations DGRIP/TGRIP et la nécessité d’une impulsion de pompe de plus longue durée pour optimiser le laser X-UV. Ce comportement se rapproche des configurations de pompage basées sur une unique impulsion laser de longue durée pour le pompage et précédée d’un long piédestal d’ASE pour la création du pré-plasma [Janulewicz 03].

### 5.3.2.3 Simulation du processus de pompage X-UV

#### Influence de la durée de l’impulsion de pompe

Pour expliquer l’augmentation de la durée d’impulsion de pompe, nous réalisons cette fois-ci une modélisation de la dynamique des paramètres du plasma (température électronique, population d’ions lasants et valeur du gain X-UV lors du processus de pompage. Le code 0 D écrit par Olivier Guilbaud a pour objectif de montrer l’influence de la durée de l’impulsion de pompe sur l’évolution de ces paramètres. On fait les hypothèses suivantes :

- le plasma est homogène ;
- le chauffage par l’impulsion de pompe via l’effet bremsstrahlung inverse est uniforme ;

- l'ionisation est prise en compte suivant le modèle de Tonon et Colombant [Colombant 73] ;
- le modèle de gain est réalisé suivant les 3 niveaux de l'ion lasant (taux collisionnels et désexcitation radiative).

En outre, la baisse de la température électronique par collisions avec les ions et par conduction thermique est prise en compte. Ces simulations montrent que l'enveloppe temporelle de la température électronique suit approximativement celle de l'impulsion de pompe, tandis que le processus d'ionisation vers l'état lasant prend un certain temps (appelé « temps d'ionisation »). Il s'ensuit que si la durée d'impulsion est trop courte devant ce temps caractéristique, la température électronique aura eu le temps de décroître avant que l'état nickeloïde ne soit atteint empêchant le gain laser de s'établir. À l'inverse, pour une durée d'impulsion de pompe de l'ordre de plusieurs temps d'ionisation et à énergie constante, un phénomène de surionisation peut se produire dans le front de montée de l'impulsion de pompe, avant que la température électronique nécessaire à l'inversion de population ne soit atteinte. Dans cette logique, lorsque la durée de pompe devient très longue, la température électronique n'est pas suffisante pour produire le gain et éventuellement pas même pour obtenir le degré d'ionisation nickeloïde en raison de la chute de l'intensité de la pompe.

L'optimum en durée correspond à un ou deux temps d'ionisation de telle sorte que le maximum de l'impulsion de pompe se produise au moment où la population d'ions lasants est la plus élevée.

### Comparaison Argent/Titane

Cette simulation a été effectuée avec le Titane et l'Argent pour justifier la différence de durée optimale entre les deux éléments. On remarque d'emblée que le temps d'ionisation est plus court pour le Titane. Le profil temporel du signal d'ions lasants « suit » plus directement la forme de l'impulsion de pompe et se rapproche de la forme de l'évolution de la température électronique. La coïncidence temporelle des deux phénomènes s'effectue ainsi pour des durées d'impulsions plus brèves, ce qui implique également une durée de gain plus courte que celle de l'Argent (cf. Fig. 5.3.6).

L'écart entre les deux temps d'ionisation s'explique par le différentiel des états d'ionisation à franchir pour atteindre l'état lasant. En effet, l'état d'ionisation lasant du Titane ( $Z_{Ne-like}^* = 12$ ) est inférieur à celui de l'Argent ( $Z_{Ni-like}^* = 19$ ). Or, le taux d'ionisation moyen du plasma après irradiation de la cible par la première impulsion est le même dans les deux cas, puisqu'il correspond à la même densité électronique à laquelle l'impulsion de pompe va être absorbée ( $n_c \cdot \sin^2 \phi$ ) typiquement proche de  $Z^* \simeq 7$ . L'ionisation complémentaire vers l'état lasant du Titane est donc atteinte plus rapidement que pour l'Argent.

Dans le schéma QAGRIP, il s'ensuit que la durée optimale de l'impulsion de pompe pour l'Argent est supérieure à celle du Titane [Delmas 14].

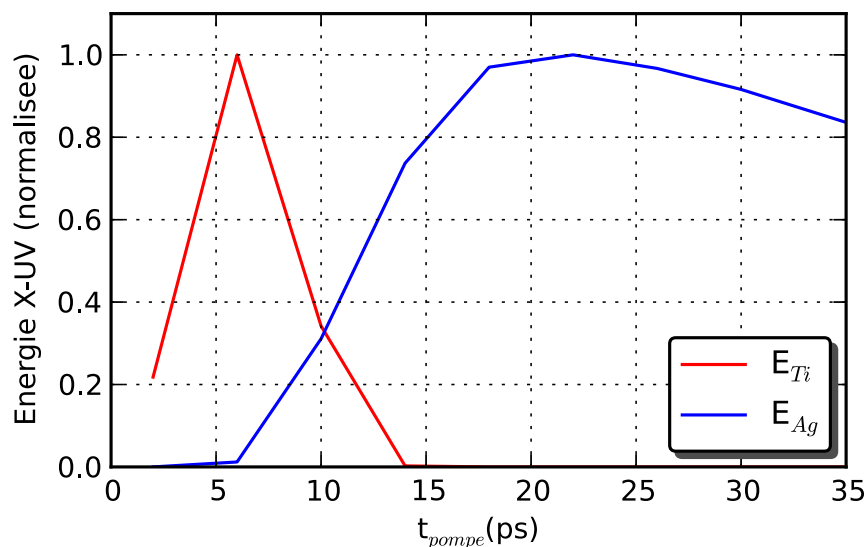


FIGURE 5.3.6 – Simulation de l'énergie X-UV en sortie de colonne plasma en fonction de la durée de l'impulsion de pompe. La courbe en rouge représente le cas d'une cible en Titane et la bleue une cible en Argent.

## 5.4 Optimisation du dispositif QAGRIP pour réaliser une source X-UV injectée

### 5.4.1 Variante du QAGRIP : 1L2S

Pour des lasers X-UV générés à partir d'un plasma faiblement ionisé, soit de façon délibérée comme pour le schéma QAGRIP, soit dans le cas des chaînes laser de puissance de taille plus modestes ( $P_{crite} \approx 10$  TW), de récentes études montrent que l'introduction d'une pré-impulsion courte venant interagir avec le pré-plasma quelques dizaines de picosecondes avant l'impulsion de pompe, permet d'augmenter l'efficacité de génération [Banici 12]. L'intérêt de cette méthode (nommée *1L2S*<sup>2</sup>) est de découpler la dynamique d'ionisation du pré-plasma vers l'état lasant du processus de pompage de l'inversion de population. Pour cela, on divise l'impulsion de pompe typique du QAGRIP en deux répliques de rapport d'énergie et de délai variable, pour séparer les deux fonctions que sont l'ionisation vers l'état lasant puis la génération du gain. Après un délai correspondant au temps d'ionisation, l'impulsion de pompe, de plus haute énergie, chauffe les électrons à une température élevée pour maximiser l'inversion de population.

En collaboration avec l'INFLPR, cette méthode a été appliquée sur la station LASERIX et étudiée dans le cas du QAGRIP [Cojocaru 14]. Le dispositif initial de génération décrit au §.5.2 est pour cela légèrement ré-adapté : une pellicule de

2. Acronyme qui désigne la séquence d'interaction avec la cible : « 1Long + 2 Short pulses » (Une impulsion plasma suivie de deux impulsions courtes : la pré-impulsion et l'impulsion de pompe)

quelques microns d'épaisseur et dont les faces sont partiellement réfléchissantes, est positionnée devant le miroir plan qui précède le système de focalisation du faisceau de la chaîne Ti :Sa, pour générer une réplique de l'impulsion de pompe (cf. Fig. 5.4.1). Le délai  $\Delta t_{\text{Précurseur}}$  entre les deux impulsions courtes est déterminé par la distance entre la pellicule et le miroir. Il est contrôlé à l'aide d'une platine de translation sur une plage comprise entre 15 ps et 50 ps. Ces bornes sont délimitées respectivement par la distance minimale inter-miroir limitée par l'encombrement des montures et par la distance maximale pour que le faisceau réfléchi par la pellicule soit entièrement intercepté par le système de focalisation. La réflectivité de la pellicule étant sensible à la polarisation de l'onde incidente, la balance en énergie entre les deux impulsions est contrôlée en ajustant finement la polarisation au moyen d'une lame demi-onde motorisée. Notons que, par ce procédé, une série de post-impulsions est générée par réflexion multiple entre la pellicule et le miroir plan. Ces parasites réduisent d'autant plus la part d'énergie laser utile pour la génération X-UV, que la réflectivité de la pellicule est importante. Pour rendre compte de cet effet, on définit le paramètre  $b_{s-s}$  qui exprime le pourcentage du rapport en énergie de chaque impulsion courte (cf. Fig. 5.4.1b).

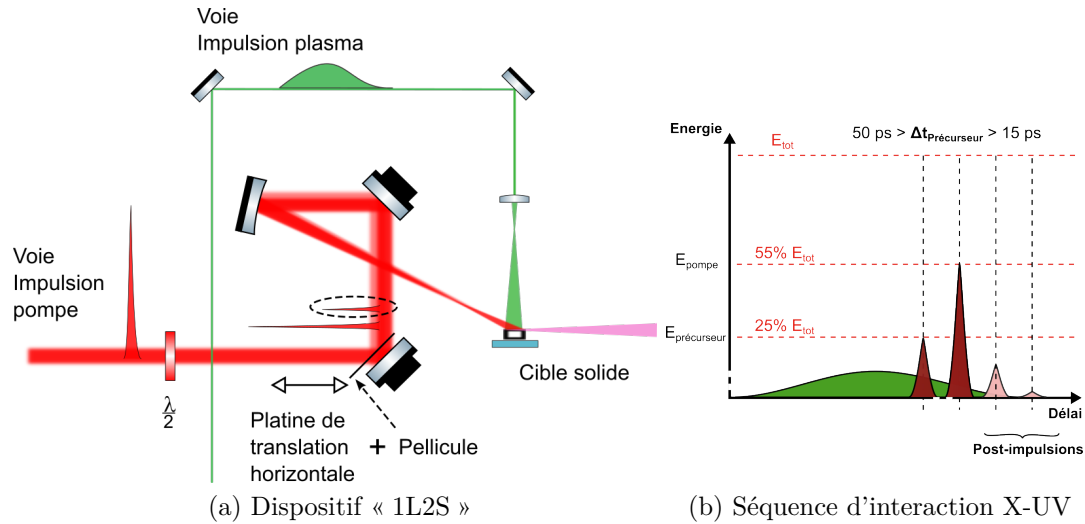


FIGURE 5.4.1 – Schéma QAGRIP 1L2S, modifié avec la génération d'une pré-impulsion avant le système de focalisation (a). Une pellicule disposée sur une platine de translation horizontale est mise en place devant le miroir qui précède la système de focalisation (miroir plan + miroir sphérique). Une lame demi onde motorisée permet d'ajuster la balance entre la pré-impulsion et l'impulsion de pompe. La séquence d'interaction avec la cible est illustrée pour une balance  $b_{s-s} = 25 - 55\%$  (b). La première valeur correspond au pourcentage d'énergie de la pré-impulsion et la deuxième à celui de l'impulsion de pompe. La part restante qui n'intervient pas dans le processus de génération X-UV est répartie sur une série de post-impulsions séparées temporellement d'un multiple de  $\Delta t_{\text{précurseur}}$ .

Dans la suite de ce chapitre, nous appellerons la méthode de génération avec une impulsion de pompe unique le « 1L1S » (1 longue, 1 courte); elle correspond au QAGRIP décrit précédemment. La méthode basée sur une impulsion de pompe

précédée d'une réplique sera appelée « 1L2S » (1 longue, 2 courtes). Il convient de remarquer que cette variante du QAGRIP permet de conserver une impulsion laser à haut contraste sur la voie auxiliaire de LASERIX, la mise en forme temporelle de la séquence d'interaction X-UV étant réalisée après compression.

### 5.4.2 Expérience 1L2S : Influence des paramètres de la pré-impulsion sur la durée de l'impulsion de pompe avec l'Argent

L'étude expérimentale présentée dans cette partie a pour objectif de mettre en évidence l'influence de la la pré-impulsion (via la balance en énergie  $b_{s-s}$  et le délai  $\Delta t_{Précurseur}$ ) sur la durée optimale de l'impulsion de pompe avec une cible d'Argent. L'augmentation de l'énergie du laser X-UV en 1L2S par rapport au 1L1S est présentée dans la référence [Cojocar 14].

Le délai optimal  $\Delta t_{Plasma}$  qui sépare l'impulsion plasma (issue du Nd :YAG doublé) de l'impulsion de pompe est identique à celui du 1L1S, il est donc fixé à 6 ns. L'énergie du laser X-UV est mesurée en fonction de la durée  $t_{pompe}$ , qui est la même pour les deux impulsions courtes, et du délai entre les deux impulsions  $\Delta t_{Précurseur}$ , pour deux balances  $b_{s-s}$  fixées à 25-55 % puis 12-80 % (Fig. 5.4.2). La figure 5.4.2 présente une cartographie de ces résultats avec l'énergie en échelle de couleur, la durée  $t_{pompe}$  en abscisse et le délai  $\Delta t_{Précurseur}$  en ordonnée.

Pour une balance de 25-55 % (cf. Fig. 5.4.2a), on remarque que le laser X-UV est optimal pour des durées d'impulsions plus courtes qu'en 1L1S. Pour le délai  $\Delta t_{Précurseur}$  minimal de 15 ps, le laser X-UV est obtenu avec une durée  $t_{pompe}$  proche de 10 ps. À mesure que le délai  $\Delta t_{Précurseur}$  augmente, les durées d'impulsions favorables sont plus courtes. L'émission X-UV est maximale pour  $t_{pompe}$  compris entre 4 et 8 ps sur une plage de délai  $\Delta t_{Précurseur}$  comprise entre 35 et 50 ps. Lorsque le retard est plus important ( $> 55$  ps), l'efficacité X-UV diminue quelle que soit la valeur de  $t_{pompe}$ .

Pour une balance de 12-80 % (cf. Fig. 5.4.2b), avec donc moins d'énergie dans l'impulsion ionisante, l'émission laser est obtenue pour des durées d'impulsions supérieures à 6 ps, comparables aux conditions du schéma QAGRIP 1L1S. Notons que la plage expérimentale de variation de la durée  $t_{pompe}$  ne nous permet pas d'atteindre l'optimum en énergie dans ce cas. La diminution de la durée optimale  $t_{pompe}$  comparée au 1L1S est ici moins flagrante. De plus, la diminution de la durée de pompe en fonction du délai est moins marquée ce qui prouve que le rôle de la première impulsion courte est limité : elle n'est donc pas suffisante pour provoquer l'ionisation jusqu'au niveau nickeloïde.

Pour que l'effet de la pré-impulsion en 1L2S soit observé, apportant typiquement un gain de 4 par rapport à l'optimum du 1L1S [Cojocar 14], il faut que la réflectivité de la pellicule soit suffisamment élevée (25 % de l'énergie totale) pour que l'énergie de la pré-impulsion permette d'atteindre un niveau d'ionisation suffisant, voisin de l'état nickeloïde. Dans le cas contraire, l'effet de la pellicule est néfaste, apportant seulement une perte d'efficacité au processus de pompage à cause des multiples post-impulsions qu'elle induit.



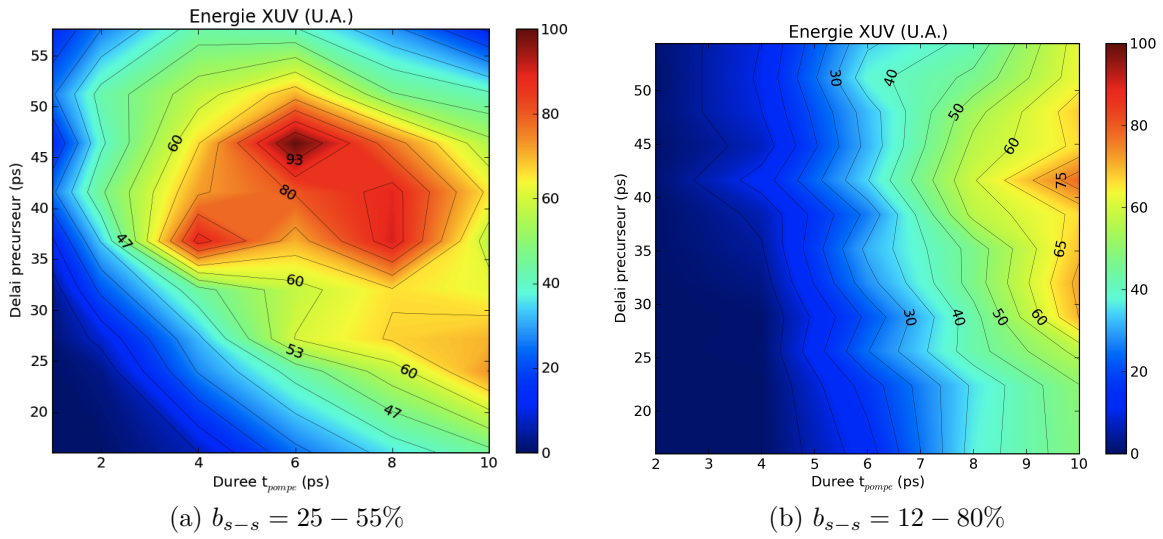


FIGURE 5.4.2 – Cartographie de l'énergie X-UV pour l'Argent en fonction de la durée de l'impulsion de pompe  $t_{pompe}$  (abscisses) et le délai  $\Delta t_{Plasma}$  (ordonnées) en configuration 1L2S avec (a)  $b_{s-s} = 25 - 55\%$  (b)  $b_{s-s} = 12 - 80\%$ .

## 5.5 Injection d'harmoniques d'ordres élevés : Mesure temporelle du gain X-UV

### 5.5.1 Contexte

Dans le chapitre 1, nous avons dressé un état de l'art des lasers X-UV collisionnelles fonctionnant en régime ASE, c'est à dire basé sur l'amplification de l'émission spontanée. Ce type de régime limite la cohérence spatiale et temporelle de la source. Pour améliorer ses caractéristiques, une des solutions consiste à injecter le plasma laser avec un faisceau de la même gamme spectrale et de meilleure qualité optique comme les harmoniques d'ordres élevés : on se retrouve ainsi dans la configuration oscillateur-amplificateur largement utilisée dans les chaînes laser à haute énergie. Proposée en 1995 par Ditmire *et al.* [Ditmire 95], la première étude détaillée d'un laser X-UV injecté a été réalisée par l'équipe de P. Zeitoun en 2004 [Zeitoun 04], avec notamment la mesure de la polarisation et la première détermination pompe sonde X-UV de la durée du gain [Mocek 05b]. Par la suite, la même équipe a caractérisé la très bonne qualité spatiale du faisceau amplifié [Goddet 09]. La démonstration de l'injection d'un laser X-UV en cible solide a été réalisée par l'équipe de J.J. Rocca entre 13.2 et 32.6 nm [Wang 06, Wang 09, Wang 14]. L'amélioration des techniques de pompage présentées dans cette thèse a permis pour la première fois d'obtenir ce résultat à 32.6 nm en injection directe (sans système de focalisation du faisceau des harmoniques) sur la station LASERIX en 2013 [Guilbaud 15].

Outre une amplification de l'énergie harmonique d'un facteur 200 et une réduction de la durée d'impulsion X-UV à environ 1 ps, le laser injecté conserve les qualités de



cohérence, de faible divergence et de polarisation des harmoniques. La source ainsi développée devient particulièrement attractive pour des expériences d'application pompe sonde X-UV nécessitant une forte brillance (énergie par impulsion de l'ordre du microJoule). Toutefois, l'efficacité d'amplification est limitée par le fait que la durée du gain de la source non-injectée ( $\tau_{gain} \simeq 1-10$  ps pour TCE) est beaucoup plus longue que la durée de l'impulsion harmonique ( $\tau_{HHG} \simeq 10-100$  fs), ce qui engendre une compétition entre l'ASE et le signal cohérent. Récemment, une approche a été proposée pour contourner ce problème : il s'agit de la méthode CPA appliquée aux amplificateurs plasma X-UV [Oliva 12]. L'impulsion harmonique est étirée à une durée proche de  $\tau_{gain}$  de façon à extraire efficacement l'énergie stockée dans le plasma amplificateur, puis de la recomprimer à une durée proche de la limite de Fourier une fois le processus d'amplification réalisé.

Lors de l'expérience réalisée sur la station LASERIX nous avons choisi comme milieu amplificateur une source plasma qui privilégie une durée de gain courte, idéalement à une valeur inférieure au temps de recouvrement du gain, afin que l'énergie soit transférée efficacement au faisceau injecté [Meng 12]. La durée de recouvrement du gain a été mesurée à 2-3 ps dans le cas du laser X-UV à Argent [Ecker 12].

Par ailleurs, une zone de gain étendue permet, outre une plus grande tolérance de pointé de l'injection, de compenser les phénomènes de réfraction dans le plasma et ainsi de bénéficier d'une longueur d'amplification plus importante le long de la colonne de plasma. Le dispositif QAGRIP répond à ce dernier critère mais privilégie néanmoins, de façon intrinsèque à son mode fonctionnement, des impulsions de plus longue durée que les autres configurations décrites dans ce manuscrit.

### 5.5.2 Expérience d'injection du laser X-UV en 1L1S/1L2S : mesure temporelle du gain

Le dispositif utilisé dans cette expérience est illustré sur la figure 5.5.1. L'amplificateur plasma est créé suivant le schéma QAGRIP (1L1S et 1L2S) à partir d'une cible en Titane émettant à 32.6 nm. En amont, les harmoniques sont générées à partir du faisceau de la voie auxiliaire du laser pilote : une impulsion de faible énergie ( $<10$  mJ) et comprimée à 40 fs par un compresseur annexe est focalisée sur une cellule de gaz d'Argon ( $P = 20$  mbar), placée à 40 mm de l'amplificateur le long de l'axe du faisceau laser X-UV. La synchronisation entre les deux voies - qui définit le délai zéro - est réalisée par mélange de fréquence dans un cristal doubleur positionné au niveau de la cible solide. L'ajustement spectral des harmoniques est effectué à l'aide du module acousto-optique (Dazzler) qui permet de modifier de façon contrôlée la longueur d'onde centrale du faisceau laser d'excitation. Enfin, l'empreinte du faisceau X-UV injecté est enregistrée sur une caméra CCD X-UV placée à trois mètres de la source, pour différents délais entre les harmoniques et l'impulsion de pompe de l'amplificateur ( $\Delta t_{seed}$ ).

Pour illustrer le phénomène d'amplification, deux images en champ lointain sont présentées sur la figure 5.5.2 pour deux délais caractéristiques. Dans le cas où les harmoniques arrivent dans la colonne de plasma avant le pompage, on distingue d'une part l'émission propre de l'amplificateur (ASE), qui se caractérise par des

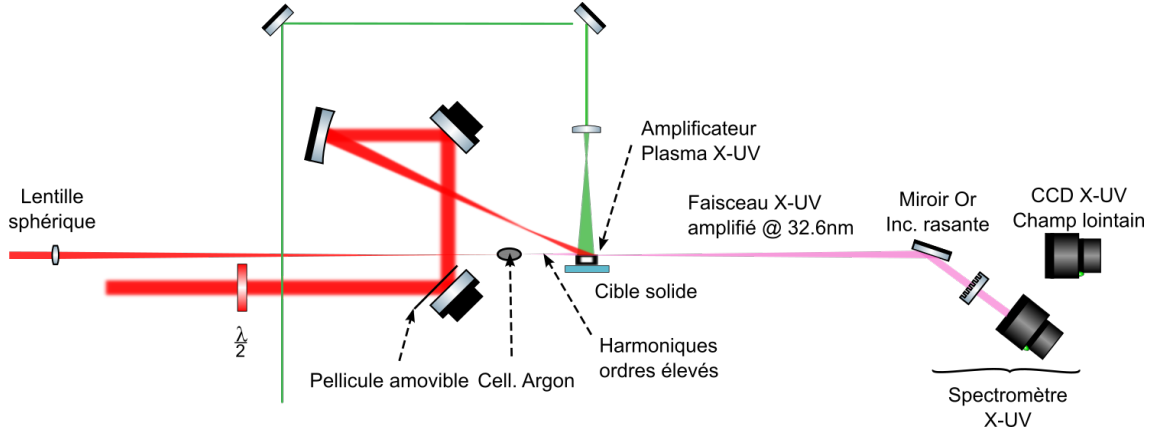


FIGURE 5.5.1 – Schéma du dispositif d'injection de l'amplificateur plasma obtenu en QAGRIP, par des harmoniques d'ordres élevés. Les harmoniques sont générées par la focalisation de l'impulsion dedans une cellule de gaz contenant de l'Argon. Une caméra CCD X-UV positionnée dans l'axe de génération des harmoniques, enregistre une empreinte du faisceau à 3 m de la source. Un miroir en or peut être déplacé sous vide pour observer le spectre du faisceau injecté.

structures de « speckle » sur toute la pupille [Guilbaud 06], et d'autre part le faisceau harmonique qui est plus localisé spatialement, traduisant sa plus grande cohérence. Lorsque l'arrivée des harmoniques est synchronisée avec le maximum de gain de l'amplificateur X-UV, le faisceau harmonique est fortement amplifié, d'un à deux ordres de grandeurs, et sa brillance (énergie par unité d'angle solide) domine celle de l'ASE d'un ordre de grandeur. Notons également que le faisceau harmonique amplifié est décalé spatialement en conséquence de la réfraction plus élevée lors du pompage des ions du plasma.

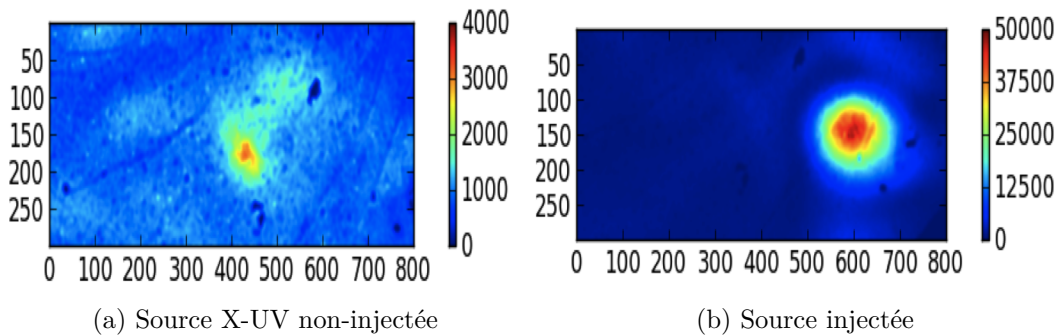


FIGURE 5.5.2 – Images du champ lointain obtenu à 3 mètres de la source X-UV lorsque (a) les harmoniques arrivent avant le pompage de l'amplificateur et (b) lorsqu'elles sont synchronisées avec le maximum de gain de l'amplificateur plasma.

Un balayage du délai  $\Delta t_{seed}$  est réalisé dans le cas d'une seule impulsion de pompe de durée  $t_{pompe} = 7$  ps (1L1S) et dans le cas où la pompe, de durée  $t_{pompe} = 4$  ps, est précédée d'une impulsion courte (1L2S). La mesure du facteur d'amplification des harmoniques est présentée en figure 5.5.3. Le maximum d'amplification du gain est obtenu en 1L2S. L'amplification est effective sur une fenêtre temporelle de 2 ps (FWHM) et maximale pour le délai zéro. Pour le 1L1S, on remarque que l'optimum est décalé de 7 ps et que la fenêtre d'amplification est doublée.

Ces résultats permettent d'évaluer le temps d'apparition et la durée de vie du gain. En 1L2S, le maximum de gain apparaît au maximum de l'impulsion de pompe. En revanche, pour le 1L1S, le délai d'apparition du gain est plus important et dure aussi plus longtemps.

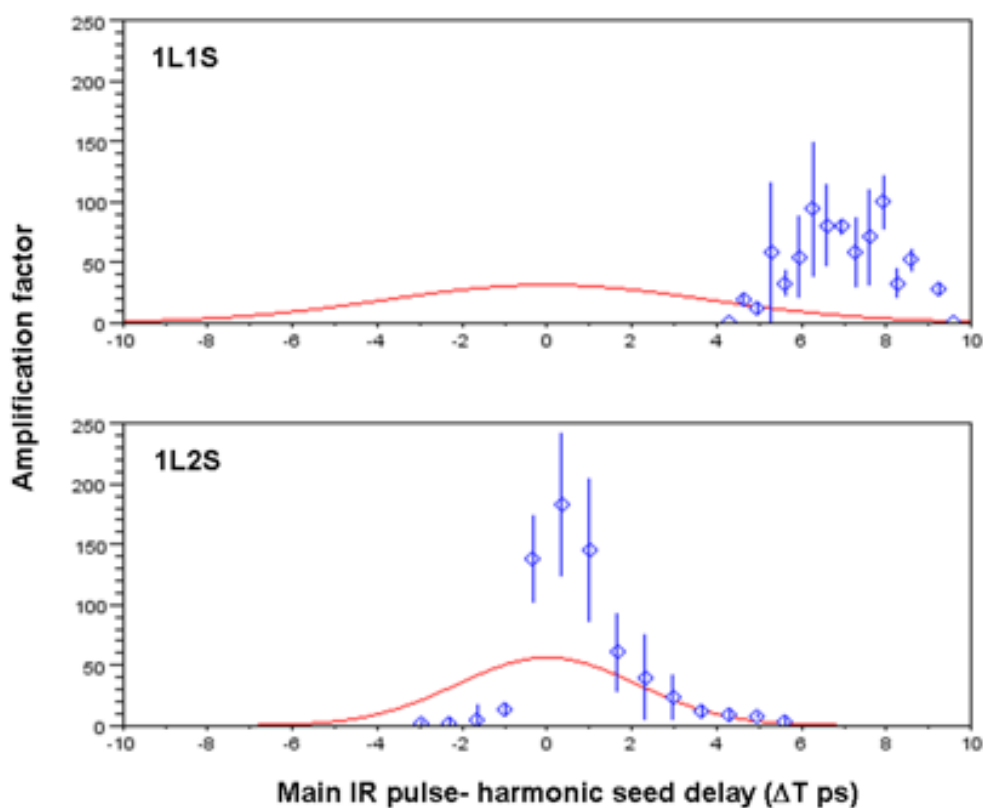


FIGURE 5.5.3 – Courbes de mesures du facteur d'amplification de l'harmonique 25 en fonction du délai avec l'impulsion de pompe. La courbe en rouge illustre le profil temporel de l'impulsion de pompe pour chacune des deux configurations de pompage (1L1S & 1L2S).

Ces observations confirment bien le processus de génération X-UV en QAGRIP suivant lequel un plasma sous-ionisé est d'abord créé par l'impulsion nanoseconde puis chauffé par l'impulsion de pompe « longue » pour atteindre le niveau des ions lasants au bout de quelques picosecondes. Après ce délai, la température du plasma reste suffisante pour engendrer une inversion de population. Dans ce scénario, la pré-impulsion en 1L2S a pour rôle d'ioniser le plasma jusqu'au bon état.

La réussite de cette expérience d'injection d'harmoniques ouvre des perspectives bien plus larges que celles évoquées ci-dessus mais par soucis de cohérence avec le sujet de la présente thèse, je me suis concentré sur les résultats qui mettaient en valeur l'intérêt du travail expérimental et permettaient de caractériser l'état du plasma amplificateur dans différentes configurations de pompage.

## 5.6 Conclusion

Dans ce dernier chapitre de thèse, nous avons présenté une méthode de génération du laser X-UV qui adopte une approche différente des autres dispositifs étudiés dans ce manuscrit. Basé sur l'utilisation d'un laser additionnel à bas coût, qui délivre des impulsions nanosecondes pour la création du plasma, le QAGRIP permet de préserver le haut contraste de l'impulsion de pompe et de consacrer l'énergie provenant de la chaîne Ti :Sa exclusivement aux processus qui nécessitent des durées courtes : ionisation finale vers l'état lasant puis pompage.

Le dispositif a permis d'obtenir des lasers X-UV pour des longueurs d'ondes variées de 13.9 à 32.6 en passant par 18.9 nm qui correspondent à différents types d'ions lasants, nickeloïde et néonoïde, tout en restant simple à utiliser. La gestion du délai entre l'impulsion plasma et pompe, est gérée par électronique via le contrôle du déclenchement du laser annexe. La gigue temporelle qui en résulte est ici sans gravité car la sensibilité en délai est de l'ordre de la nanoseconde pour la création et la détente du pré-plasma.

Pour le Molybdène, nous avons montré une augmentation de l'énergie laser X-UV d'un facteur 2 comparée à celle du schéma DGRIP introduit au chapitre 4 ; avec une stabilité d'émission tir à tir comparable. Pour l'Argent, le nouveau schéma fonctionne sur une large plage de paramètres temporels, le rendant particulièrement robuste pour des expériences d'applications. Enfin, après plusieurs années de tentatives infructueuses dans l'équipe, nous avons obtenu en QAGRIP une source laser stable et reproductible avec le Titane, particulièrement intéressante pour l'injection d'harmoniques.

Comme pour les schémas de génération X-UV reposant sur une impulsion laser avec un large piédestal ASE [Janulewicz 03], nous avons observé que le plasma généré est sous-ionisé avant l'arrivée de l'impulsion principale. Une durée d'impulsion de pompe plus longue qu'en DGRIP est donc requise pour maintenir le plasma à une température suffisamment élevée jusqu'à l'obtention des ions lasants. Il est vérifié que la durée de ce processus croît avec le nombre de degrés d'ionisation à franchir pour atteindre l'état lasant.

Le dispositif a pu être amélioré en introduisant une pré-impulsion quelques dizaines de picosecondes avant l'arrivée de l'impulsion de pompe (schéma 1L2S). Dans ce cas, nous avons observé une réduction de la durée de pompage optimale et une augmentation de l'efficacité de génération [Cojocaru 14].

Enfin, le dispositif QAGRIP a été utilisé avec succès pour réaliser une expérience

d'injection d'harmoniques d'ordres élevés générés sur la deuxième ligne de lumière de LASERIX. Une amplification des harmoniques a été observée (facteur 200) ainsi qu'une amélioration des qualités spatiales du faisceau laser X-UV. Cette expérience a permis, en outre, de mesurer la durée du gain X-UV et de mettre en évidence la différence de durée du gain suivant les deux techniques ci-dessus [Guilbaud 15].

Le développement de ce dispositif pourrait permettre d'améliorer l'amplification à des longueurs aussi courtes que l'argent (13.9 nm), rendant ce type de source particulièrement attractive pour des expériences d'applications au vu de ses qualités spatiales et de sa brillance.

# Conclusion et perspectives

Au cours de mon travail de thèse, j'ai expérimenté trois dispositifs permettant de contrôler le contraste de l'impulsion laser infrarouge, issue du pilote de LASERIX. La mise en oeuvre de ces dispositifs a permis d'améliorer l'émission laser X-UV produite en régime transitoire, à partir d'un plasma à cible solide. Parmi ces dispositifs, certains permettent d'ajouter des pré-impulsions de durée variable, du régime picoseconde au régime nanoseconde, et d'autres permettent de maîtriser le niveau d'ASE nécessaire à une bonne préparation de la cible solide, pour une interaction efficace avec l'impulsion principale via la création d'un plasma très peu dense et ionisé.

Notre démarche a consisté dans un premier temps à vérifier expérimentalement le rôle d'une pré-impulsion et de l'ASE au travers d'une expérience simple à mettre en oeuvre. Elle est uniquement basée sur la modification des paramètres de synchronisation du laser pilote et n'a donc pas nécessité l'ajout d'éléments optiques supplémentaires. L'ajustement de l'ouverture temporelle des cellules de Pockels de l'amplificateur régénératif a permis d'introduire un niveau d'ASE et une pré-impulsion à délai fixe, partiellement contrôlable en énergie. Nous avons pu alors observer une augmentation de l'énergie du laser X-UV et de sa durée de vie. Cette méthode s'est révélée efficace et rentable, bien qu'elle reste limitée quant aux possibilités de contrôle des paramètres de la pré-impulsion.

Partant de ces constatations, nous avons développé une nouvelle méthode capable de générer la pré-impulsion de façon contrôlée et les impulsions propres au DGRIP. Un dispositif optique est intégré dans la chaîne laser au niveau du processus d'étirement ce qui ne s'avère pas plus onéreux car l'étireur annexe est supprimé. La particularité de ce nouveau système, nommée TGRIP, est de pouvoir contrôler les caractéristiques des différentes impulsions, à savoir le rapport en énergie et le délai respectif entre chacune d'elles ou encore leur durée respective. De ce fait, l'optimisation du laser X-UV avec la pré-impulsion est simplifiée en temps tout en conservant les caractéristiques spatiales de la source identifiées en configuration DGRIP. Ce système a par ailleurs l'avantage d'être débrayable afin de pouvoir utiliser la chaîne laser pour des expériences qui nécessitent une seule impulsion avec un haut contraste temporel.

Parallèlement, nous avons décidé d'expérimenter une nouvelle approche afin d'être le plus exhaustif possible, en développant une méthode basée sur l'utilisation d'un laser annexe adapté pour la génération d'un plasma avec de faibles gradients de

densité électronique : le QAGRIP. D'un point de vue expérimental, ce schéma présente deux avantages notables sur le GRIP et le DGRIP tout en conservant une grande efficacité de génération X-UV. Premièrement, il permet de s'affranchir de l'utilisation de lignes à retard propres au GRIP, qui sont sources d'instabilités, et de dédier toute l'énergie laser de la chaîne pilote disponible pour le pompage du plasma. Deuxièmement, contrairement au DGRIP, il maintient un contraste temporel optimal de l'impulsion de pompe pour une utilisation annexe du faisceau, comme des expériences pompe-sonde à haute résolution ou la génération d'harmoniques d'ordre élevé.

Ce nouveau dispositif a permis notamment de réaliser une expérience d'injection d'harmoniques d'ordre élevé, générées sur la voie annexe du laser pilote. Une amplification des harmoniques a été observée ainsi qu'une amélioration des qualités spatiales du faisceau laser X-UV. De plus, la configuration QAGRIP a permis de réaliser une expérience de mesure d'opacité de plasma dense, au cours de laquelle une cible solide est irradiée par une impulsion IR ultracourte et à haut contraste temporel (la pompe) suivie d'une impulsion laser X-UV (la sonde) avec un délai variable. C'est ainsi que les spécificités de cette nouvelle méthode ont été mises à profit pour étudier une configuration à haut contraste (une seule impulsion IR) puis une configuration où une pré-impulsion parfaitement définie, contrôlée en délai, est ajoutée délibérément. Lors de cette étude expérimentale, il a notamment été démontré que la présence d'une pré-impulsion favorisait le chauffage par radiation devant le chauffage des électrons suprathermiques générés lors de l'interaction [Shahzad 15].

Sur la base de ces différents résultats, nous pouvons envisager des axes de recherche pour de futurs travaux portant sur le développement des lasers X-UV créés par plasma. Pour rivaliser en terme de brillance avec d'autres types de sources de rayonnements X comme les lasers à électrons libres (XFELs) tout en conservant la compacité des systèmes, il apparaît que les futures orientations s'inscriront dans les sources X-UV injectées. Les résultats très prometteurs obtenus avec le QAGRIP montrent que ce schéma a un fort potentiel dans cette voie et peut être privilégié.

Pour atteindre des durées d'impulsions plus courtes, une des solutions est de générer le gain dans une zone à plus haute densité électronique. À haute densité, la réfraction du faisceau X-UV et du faisceau de pompe est plus importante. Pour remédier à la réfraction des faisceaux X-UV et pompe, une des solutions serait de générer un canal de densité dans le plasma pour guider l'amplification du faisceau X-UV dans la zone de gain. Pour cela, le pompage pourrait être effectué longitudinalement ou suivant un angle quasi normal à la cible pour se rapprocher de la densité critique. De plus, le faisceau de pompe pourrait être doublé en fréquence pour repousser la densité critique dans des zones plus denses.

Outre l'amélioration des caractéristiques spatiales et temporelles du laser X-UV induite par l'injection d'une source cohérente, la diminution en longueur d'onde ouvre la voie à de nouvelles applications notamment dans la microscopie biologique. En effet, c'est à partir de 4 nm que nous atteignons la fenêtre de l'eau, gamme spec-

---

trale où l'eau devient transparente à ce type de source, permettant de distinguer les éléments carbone d'un échantillon. Pour atteindre cette limite, nous devons générer un laser X-UV à partir d'éléments à haut numéro atomique. La première solution s'inscrit dans les travaux de cette thèse car elle concerne l'optimisation des schémas de génération pré-existants pour en améliorer leur rendement et ainsi augmenter la rentabilité de l'énergie de pompe. Néanmoins, cette voie n'est exploitable que jusqu'à un certain point car l'énergie laser de la chaîne pilote devient alors insuffisante.

La deuxième solution implique donc d'investir dans un système laser plus intense qui s'avèrera plus coûteux et plus encombrant. L'avantage du schéma QAGRIP est de pouvoir augmenter l'énergie du laser annexe indépendamment du laser pilote, ce qui va réduire nettement le coût de la manœuvre. Dans ce cadre, une expérience avec un laser Nd :YAG d'énergie dix fois plus élevée va prochainement être menée sur la station LASERIX.





# **Annexes**



# Liste de Publications

## Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- O. Guilbaud, G. V. Cojocaru, **O. Delmas**, R. G. Ungureanu, R.A. Banici, S. Kazamias, K. Cassou, O. Neveu, J. Demailly, E. Baynard, M. Pittman, A. Le Marec, A. Klisnick, L. Lu, Ph. Zeitoun, D. Ursescu, and D. Ros « *Gain dynamics in quickly ionized plasma for seeded operated soft x-ray lasers* » Optics Letters Vol. 40, 4775 (2015)  
évoquée dans le chapitre 5 p.102
- M. Shahzad, O. Culfa, A. K. Rossal, L. A. Wilson, O. Guilbaud, S. Kazamias, **O. Delmas**, J. Demailly, A. Maitrallain, M. Pittman, E. Baynard, M. Fajardo and G. J. Tallents. « *Diagnosis of energy transport in iron buried layer targets using an extreme ultraviolet laser* », Physics of Plasmas **22**, 023301 (2015)
- **O. Delmas**, M. Pittman, K. Cassou, O. Guilbaud, S. Kazamias, G. V. Cojocaru, O. Neveu, J. Demailly, E. Baynard, Daniel Ursescu, and D. Ros. « *Q-switched laser-assisted grazing incidence pumping (QAGRIP) for efficient soft x-ray laser generation* » Optics Letters Vol. **39**, 6102 (2014).  
évoquée dans le chapitre 5 p. 102
- G. V. Cojocaru, R. G. Ungureanu, R. A. Banici, D. Ursescu, **O. Delmas**, M. Pittman, O. Guilbaud, S. Kazamias, K. Cassou, J. Demailly, O. Neveu, E. Baynard, and D. Ros. « *Thin film beam splitter multiple short pulse generation for enhanced Ni-like Ag x-ray laser emission* », Optics. Letters. **39**, 2246 (2014)  
évoquée dans le chapitre 5 p.115
- S. Daboussi, S. Kazamias, K. Cassou, O. Guilbaud, M. Pittman, **O. Delmas**, O. Neveu, B. Cros, G. Maynard, D. Ros. « *Double pulse quasi-collinear high harmonic generation scheme as a tool for X-ray laser plasma gain probing* », Applied Physics B, **111**(1), 7-14 (2013)  
Expérience préliminaire à l'injection d'harmoniques dans les lasers X-UV
- L. A. Wilson, G. J. Tallents, J. Pasley, D. S. Whittaker, S. J. Rose, O. Guilbaud, K. Cassou, S. Kazamias, S. Daboussi, M. Pittman, **O. Delmas**, J. Demailly, O. Neveu, and D. Ros. « *Energy transport in short-pulse-laser-heated targets measured using extreme ultraviolet laser backlighting* » Physical Review

## Conférences internationales

### Présentations orales

- **O.Delmas**, K.Cassou, O.Guilbaud, S.Kazamias, S.Daboussi, M.Pittman, O.Neveu, J.Demailly and D.Ros, « *Regenerative laser cavity tuning for efficient Soft-X-ray Laser Operation* » International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers, Mamaia (Roumanie) 2012.  
évoqué dans le chapitre 3 p.57
- **O.Delmas**, K.Cassou, O.Guilbaud, S.Kazamias, S.Daboussi, M.Pittman, O.Neveu, J.Demailly and D.Ros, « *Regenerative laser cavity tuning for efficient Soft-X-ray Laser Operation* » International Conference on X-Ray Lasers, Paris 2012.  
évoqué dans le chapitre 3 p.57

### Posters

- **O.Delmas**, E. Baynard, M.Pittman, O.Guilbaud, K.Cassou, S.Kazamias, G.V. Cojocaru, O.Neveu, J.Demailly and D.Ros, « *Recent Developments of Soft X-Rays Lasers on LASERIX and New Perspectives* » International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers 2014, Goa (Inde) 2014
- **O.Delmas**, M.Pittman, O.Guilbaud, K.Cassou, S.Kazamias, G.V. Cojocaru, O.Neveu, J.Demailly and D.Ros. « *External laser assisted grazing incidence pumping for efficient soft x-ray laser generation* » International Conference on X-Ray Lasers 2014, Fort Collins (Colorado) 2014

# Q-switched laser-assisted grazing incidence pumping (QAGRIP) for efficient soft x-ray laser generation

Olivier Delmas,<sup>1,2,6,\*</sup> Moana Pittman,<sup>1</sup> Kevin Cassou,<sup>1,3</sup> Olivier Guilbaud,<sup>1,2</sup> Sophie Kazamias,<sup>1,2</sup>  
Gabriel V. Cojocaru,<sup>1,5</sup> Olivier Neveu,<sup>2</sup> Julien Demailly,<sup>1,2</sup> Elsa Baynard,<sup>1</sup>  
Daniel Ursescu,<sup>4,5</sup> and David Ros<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>LASERIX, Centre Laser de l'Université Paris Sud, Fédération Lumière-Matière, FR2764, 91405 Orsay Cedex, France

<sup>2</sup>Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, UMR 8578 CNRS, Orsay, France

<sup>3</sup>Laboratoire de l'accélérateur linéaire, UMR 8607 CNRS, Orsay, France

<sup>4</sup>Horia Hulubei National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Reactorului str. 30, 077125, Magurele, Romania

<sup>5</sup>National Institute for Lasers, Plasma and Radiation Physics (INFLPR), Atomistilor 409, Magurele 077125, Romania

<sup>6</sup>Amplitude Technologies, Evry, France

\*Corresponding author: [olivier.delmas@u-psud.fr](mailto:olivier.delmas@u-psud.fr)

Received August 25, 2014; revised September 25, 2014; accepted September 28, 2014;  
posted September 30, 2014 (Doc. ID 221472); published October 16, 2014

We have investigated a new scheme for laser plasma transient collisional soft x-ray lasers based on the use of an additional laser to produce the preplasma. Soft x-ray emission measurements made for different solid targets are presented and discussed. A significant enhancement of the SXRL emission as compared to double-pulse single-beam grazing incidence (DGRIP) using the same pump laser is reported for 13.9- and 32.6-nm SXRL wavelengths. © 2014 Optical Society of America

OCIS codes: (140.7240) UV, EUV, and X-ray lasers; (350.5400) Plasmas.

<http://dx.doi.org/10.1364/OL.39.006102>

Since the emergence of plasma soft x-ray lasers (SXRL), many efforts have been made to improve their efficiency by developing new pumping schemes. After the first x-ray collisional source generated in 1985 [1] by 5-kJ pump energy from a large scale laser facility with few shots per hour, laser prepulses were proposed to enhance the absorption of pump laser by smoothing the plasma density gradient [2]. In 1997, Nickles *et al.* introduced the Transient Collisional Excitation (TCE) scheme [3], upgraded later with travelling wave pumping [4]. Here, the SXRL is pumped in a preformed plasma created by a long laser pulse (100 ps to a few ns) focused on a solid target, followed by a short ps pulse creating population inversion through electrons/ions collisions. In 2003, the pumping geometry called GRIP for “Grazing Incidence Pumping” was proposed by Keenan *et al.* [5] and successfully tested for several SXRL targets [6–9]. This configuration, by strongly decreasing the pump laser energy, allowed the use of table-top lasers running at high repetition rates of a few hertz. In this scheme, the pump laser is split into two beams: the first uncompressed is directly focused on the target at normal incidence while the second is compressed to few ps and focused with adjustable delay at grazing incidence on the preplasma. Recent developments made at GSI and on LASERIX led to a new configuration called DGRIP [10] in which the two pulses are within the same laser beam. The temporal separation is achieved before regenerative amplifier making them truly collinear. Then, the two pulses follow the same optical path and share the same focusing system, which guarantee a perfect pulse-to-pulse energy stability in a more compact experimental setup.

Further works principally based on these two configurations were achieved in order to increase the reliability of the system by developing advanced temporal shaping of the laser driver [11,12]. For example, the use of low laser prepulses or nanosecond pedestal have been shown

to play a significant role on the SXRL pumping efficiency [13,14]. However, the temporal laser profile shaping could have detrimental effects for simultaneous use of the laser beam such as pump probe experiment with high temporal resolution [15]. In this Letter, we present a simple method based on the GRIP configuration, assisted by an additional laser to create the preplasma, thus preserving the high temporal contrast of the pump pulse.

The LASERIX facility is designed to provide two XUV beamlines that can be used either separately or combined together. The first beamline is dedicated to transient collisional SXRL with Ni- or Ne-like targets (Mo, Ag, Ti), while the second is based on high harmonic generation in rare gases [16]. Until now, the SXRL was pumped by a 10 Hz–100 TW class Ti:Sa laser with a double pulse structure in the same beam as required for DGRIP configuration. However, in a classical DGRIP scheme, which shows excellent performances with molybdenum, we hardly obtained SXRL with significant energy and correct target lifetime for silver or titanium. Some more elaborated configurations remain under studies on LASERIX thanks to the elegance and simplicity of this principle. An alternative to DGRIP is demonstrated here, based on the traditional GRIP, which showed efficient SXRL generation with a wide range of metals while being easy to use.

The “Q-switched laser-assisted grazing incidence pumping” (QAGRIP) is illustrated in Fig. 1. A long 6-ns (FWHM) laser pulse for preplasma creation (plasma pulse) is generated by a frequency-doubled commercial Nd:YAG laser ( $\lambda = 532$  nm) leaving all the CPA laser energy for the pump pulse. Contrarily to classical GRIP, where the two pulses come from the same laser system, the external laser can be placed close to the interaction chamber avoiding complex experimental layouts and thereby moderates spatial jitter issues. The plasma pulse is electronically synchronized with the pump pulse

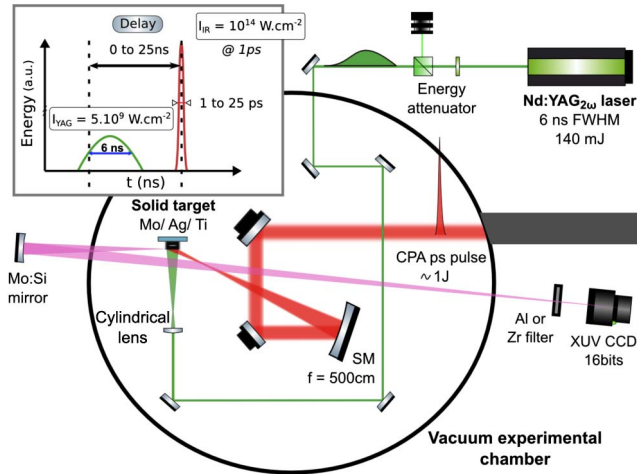


Fig. 1. Experimental setup of the QAGRIP configuration. Two different laser beams are used for SXRL generation. The 6-ns pulse coming from the 2nd harmonic of Nd:YAG laser is focused on the target to create the preplasma. The pump pulse, with an adjustable duration (0 to 25 ps), coming from CPA laser is line-focused on the target at grazing incidence of  $20^\circ$ . The delay between both pulses is tunable from 0 to 25 ns with Q-switched trigger. The SXRL near field is observed with an imaging system composed of a spherical Mo:Si treated mirror ( $f = 500$  mm) and a XUV 16 bits camera with  $\times 13$  magnification.

delivered by the CPA laser by tuning the Q-switched trigger with nanosecond precision. An absolute peak-to-peak jitter of 500 ps has been measured. Mainly due to Nd:YAG internal electronics, these temporal instabilities have low influence while remaining short compared to the pulse envelope.

The time chart of the corresponding pumping scheme is represented on the insert of Fig. 1. The plasma pulse is focused at normal incidence on a 4-mm-long solid target with a cylindrical lens forming a focal line of  $100 \mu\text{m} \times 5$  mm (FWHM). The travelling wave of the pump pulse is generated along the sagittal line produced by focusing at  $20^\circ$  grazing incidence on target such as in [9]. The size of the focal line obtained with a  $f = 500$  mm spherical mirror is around  $80 \mu\text{m} \times 5$  mm. This thin focal line contributes to the good SXRL energy stability thanks to the entire overlap with the larger preplasma column. The intensities of the plasma pulse and the pump pulse are respectively  $5 \times 10^9 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  and  $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Both focal lines are adjusted under vacuum with motorized optomechanics and controlled with a low-magnification imaging system. A near field XUV imaging system with  $\times 13$  magnification is used to observe the SXRL near field with  $2\text{-}\mu\text{m}$  resolution [13]. We have tested the QAGRIP configuration with three different targets, starting by a benchmark with molybdenum (18.9 nm), which is the most efficient medium for DGRIP scheme on LASERIX. Silver and titanium targets (13.9 nm and 32.6 nm, respectively) have been studied in a more extensive way.

After optimization of the SXRL source, the energy obtained with Mo in DGRIP and QAGRIP schemes are compared. Figure 2 shows the SXRL pulse energy measured at the output of the target for few tens of consecutive shots on the same target position. The energy obtained for the QAGRIP is almost twice as high as measured for the DGRIP for only 12% more energy on target. The

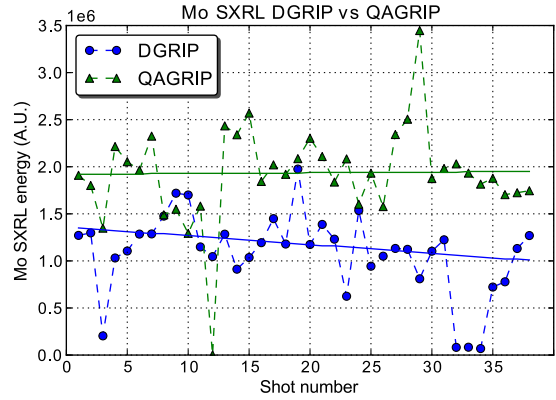


Fig. 2. Comparison of Mo-SXRL energies obtained in the DGRIP (dots) and QAGRIP (triangles) schemes. After a simple optimization of the parameters for both configurations, several shots on the same target position were made and measured with the near-field XUV diagnostic. QAGRIP-generated SXRL pulses are twice more energetic.

most striking point is that optimum pump pulse duration is almost twice longer in QAGRIP than in DGRIP (cf. Table 1).

The influence of temporal QAGRIP parameters for XUV generation have been extensively studied with Ni-like Ag and Ne-like Ti. Figure 3 shows an energy scan over pulse duration and delay. For Ag target, the lasing threshold is observed at 3 ns delay, and a plateau of stable efficiency is ranging from 6 to 12 ns. This behavior is observed for relatively long pump pulse durations ranging from 10 to 20 ps. The SXRL optimal energy, obtained for 18-ps pump pulse duration, is approximately  $0.8 \mu\text{J}$  taking into account the camera quantum efficiency and filter transmission. In comparison, the insert in Fig. 3 shows that shorter pump pulse durations (2 to 7 ps) with delays ranging from 5 to 10 ns are needed for efficient lasing. An optimal output energy of  $0.6 \mu\text{J}$  is measured for 4-ps pump pulse duration and 6-ns delay.

In the case of Ag, both one dimensional simulation of the preplasma created by the Nd:YAG laser and the EHYBRID hydrodynamic code indicate that the maximum ionization level at the GRIP electronic density ( $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) is  $Z = 7$  for an electron temperature  $T_e$  of 20 eV, the lasing ionization level being at  $Z = 19$ . By way of comparison, simulation performed in the case of DGRIP preplasma shows an ionization level close to the lasing state at the GRIP density and a higher electron temperature ( $T_e = 60$  eV). In the QAGRIP scheme, starting with a low ionized preplasma, part of the pump pulse

Table 1. Optimal Delays and Pump Durations Measured for Ti, Mo, and Ag<sup>a</sup>

Charact./Targets	Ti	Mo	Ag
$\lambda_{\text{SXRL}}$ (nm)	32.6	18.9	13.9
Lasing state	Ne-like	Ni-like	Ni-like
$Z^*$	12	14	19
$E_{\text{ion}}$ (keV)	1.59	1.86	3.975
Opt. delay (ns)	6	8	7
Opt. duration (ps)	4	10	18

<sup>a</sup>The energy expressed in keV corresponds to the cumulative energy required to reach the lasing state for one atom.



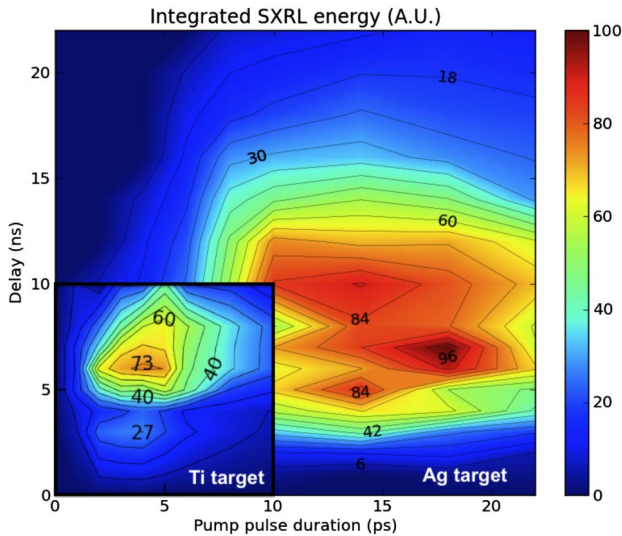


Fig. 3. Mapping of SXRL energy with respect to the delay and the pump pulse duration for Ag (background) and Ti (foreground insert). Both measurements are represented on the same energy scale for direct comparison of materials. Each point is the averaged energy measured with more than ten shots on a fresh target surface (arbitrary units). The optimum energy with Ag is obtained for 18-ps pump pulse duration and a delay of 7 ns. For Ti, it is obtained for 4-ps pump pulse duration and 6 ns delay.

energy is then dedicated to reach both the lasing ionization level and the proper electron temperature.

This feature is also observed in “pedestal” pumped SXRL, which relies on a unique long tailored pulse preceded by a long and low ASE pedestal [17], or long delay preplasma pumping [18]. Generally speaking, for all those low ionized preplasma configurations, it appears that for short pump pulse duration, the electron temperature grows more rapidly than the ionization process. Moreover, the electron temperature can even drop before the lasing ionization level is reached. A maximum proportion of lasing ions is then obtained long after the maximum of the pump pulse, at an electron temperature too low for efficient population inversion. Conversely, if the pulse is long, the maximum temperature is reached when lasing ions have been over-ionized. Highest gains are therefore obtained when the electron temperature slope matches the evolution of the ionization state.

This interpretation is strengthened by the trend observed when changing the lasing element. Table 1 presents the optimum pump pulse duration observed for Ne-like Ti, Ni-like Mo, and Ni-like Ag. Higher lasing ionization states require higher total energy per atom to reach it. The plasma ionization phase will therefore be longer, requiring a longer optimal pumping duration. The optimum delay is less sensitive to the lasing element. An optimal value between 6 to 8 ns has been found, corresponding to the tail of the plasma pulse. Simulation shows that this delay range corresponds to a maximum ionization reached at the GRIP density position where the pump pulse energy will be absorbed. This optimum in delay is rather flat for Ag where significant lasing is still obtained at 14 ps. On the contrary, the signal drops rapidly after the optimal delay for Ti. This difference in

behavior might be related to the preplasma recombination at longer delay. However, a longer pulse duration would be able to compensate this lower ionization. Another explanation might be related to the general preformed plasma expansion dynamics.

The position of the emitting region compared to the initial target plane has been plotted in Fig. 4 for different delays, both for Ti and Ag. According to experimental results presented in Fig. 3, pump pulse duration has been fixed to 6 ps for both targets in order to be in the same pumping conditions with comparable SXRL output energies. The maximum distance reached by the emitting region is larger for Ti and is obtained for shorter delays. This might be associated with a faster preplasma expansion speed. In both cases, the emitting region moves towards the target for long delays. The beginning of this evolution corresponds to the decrease of SXRL energy with delay. Again, the evolution is dramatically faster for Ti than for Ag. For short delays, the plasma expansion is powered by the Nd:YAG laser pulse. The ablation rate is high, and the plasma expansion pushes the GRIP density region away from the target. For longer delays, when the plasma pulse is terminated, the ablation rate falls, and the plasma will at some point rarefy. The GRIP density region is moving back towards the target. The correlated fall in emission might be associated with an increasing density gradient length. The pump pulse energy will then be absorbed in a larger volume leading to a less efficient pumping. For this reason, the fastest expansion of Ti preplasma will lead to a faster decrease of SXRL energy with the delay.

In this Letter, we have presented a new pumping scheme for transient pumping SXRL, based on the classical GRIP configuration introduced by Keenan in 2003. The QAGRIP setup uses a nanosecond prepulse generated by an additional commercial laser to create the preformed plasma. The precise external synchronization allows to control the delay between plasma and pump pulses on nanosecond scale with sub-ns accuracy. We have investigated this new setup with three different targets (Ag, Ti, and Mo) and reported an increase of the

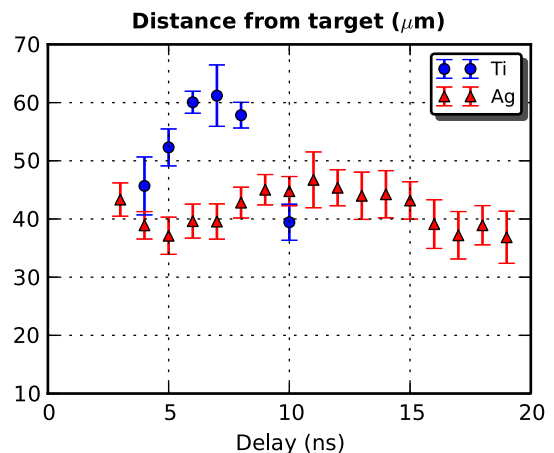


Fig. 4. Measurements of the centroid distance from the target ( $\mu\text{m}$ ) with respect to the delay. The target position is determined at  $\pm 6 \mu\text{m}$ . The pump pulse duration is fixed at 6 ps for comparison of both targets with similar SXRL energies (cf. Fig. 3).



SXRL energy compared to DGRIP together with higher reliability and simplicity as compared to GRIP. Our investigations show that temporal parameter set for efficient SXRL is more restricted for Ne-like elements than for Ni-like ones. Similarly to TCE schemes relying on a unique “tailored” pump pulse, the preplasma in QAGRIP reaches a maximum ionization stage far below the Ni-like or Ne-like stage. A fraction of the pump pulse energy is therefore dedicated to reach the correct ionization level. The optimum pump pulse duration, which strongly depends on the target element, increases with the energy required to reach the lasing ionization state. Moreover, the setup is flexible and can be significantly upgraded by introducing an additional short pulse tens of ps prior to the pump pulse [19]. This pulse structure is generated just before the last focusing optics and mitigates the temporal mismatch between high fraction of lasing ions and ideal electron temperature for lasing. A deeper understanding of the QAGRIP plasma behavior and SXRL dynamics has been recently obtained thanks to successful amplification of high harmonic [20], and greatly confirming the reliability of our setup.

In conclusion, the scheme we proposed offers two important advantages over GRIP and DGRIP with higher efficiency. Firstly, it avoids the need of complex beam arrangement for beam sampling used for GRIP and leaves all the CPA energy available for SXRL pumping. Secondly, contrary to DGRIP, it maintains good temporal contrast of the CPA pulse for auxiliary pulse use, like fs pump probe or simultaneous HHG pumping.

## References

1. D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, and T. A. Weaver, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110 (1985).
2. J. Nilsen, B. J. MacGowan, L. B. Da Silva, and J. C. Moreno, *Phys. Rev. A* **48**, 4682 (1993).
3. P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2748 (1997).
4. J. Dunn, Y. Li, A. L. Osterheld, J. Nilsen, J. R. Hunter, and V. N. Shlyaptsev, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4834 (2000).
5. R. Keenan, J. Dunn, V. N. Shlyaptsev, R. F. Smith, P. K. Patel, and D. F. Price, *Proc. SPIE* **5197**, 213 (2003).
6. R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, R. F. Smith, and V. N. Shlyaptsev, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 103901 (2005).
7. B. M. Luther, Y. Wang, M. A. Larotonda, D. Alessi, M. Berrill, M. C. Marconi, J. J. Rocca, and V. N. Shlyaptsev, *Opt. Lett.* **30**, 165 (2005).
8. Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther, D. Alessi, M. Berrill, V. N. Shlyaptsev, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. A* **72**, 053807 (2005).
9. K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, F. Plé, G. Jamelot, A. Klisnick, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, C.-G. Wahlström, S. de Rossi, D. Joyeux, B. Zielbauer, D. Ursescu, and T. Kuehl, *Opt. Lett.* **32**, 139 (2007).
10. B. Zielbauer, D. Zimmer, J. Habib, O. Guilbaud, S. Kazamias, M. Pittman, and D. Ros, *Appl. Phys. B* **100**, 731 (2010).
11. H. T. Kim, I. W. Choi, N. Hafz, J. H. Sung, T. J. Yu, K.-H. Hong, T. M. Jeong, Y.-C. Noh, D.-K. Ko, K. A. Janulewicz, J. Tümmeler, P. V. Nickles, W. Sandner, and J. Lee, *Phys. Rev. A* **77**, 023807 (2008).
12. K. A. Janulewicz and C. M. Kim, *Phys. Rev. E* **82**, 056405 (2010).
13. J. Habib, O. Guilbaud, B. Zielbauer, D. Zimmer, M. Pittman, S. Kazamias, C. Montet, T. Kuehl, and D. Ros, *Opt. Express* **20**, 10128 (2012).
14. O. Delmas, K. Cassou, O. Guilbaud, S. Kazamias, S. Daboussi, M. Pittman, O. Neveu, J. Demailly, and D. Ros, “Free preview x-ray lasers,” in *Proc. 13th Int. Conf. X-ray Lasers*, Paris, France, Vol. **147**, June 11–15, 2012 (Springer, 2012), p. 89.
15. L. A. Wilson, G. J. Tallents, J. Pasley, D. S. Whittaker, S. J. Rose, O. Guilbaud, K. Cassou, S. Kazamias, S. Daboussi, M. Pittman, O. Delmas, J. Demailly, O. Neveu, and D. Ros, *Phys. Rev. E* **86**, 026406 (2012).
16. S. Daboussi, S. Kazamias, K. Cassou, O. Guilbaud, M. Pittman, O. Delmas, O. Neveu, B. Cros, G. Maynard, and D. Ros, *Appl. Phys. B* **111**, 7 (2013).
17. K. A. Janulewicz, A. Lucianetti, G. Priebe, W. Sandner, and P. V. Nickles, *Phys. Rev. A* **68**, 051802(R) (2003).
18. M. Berrill, Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther, V. N. Shlyaptsev, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. A* **75**, 063821 (2007).
19. G. V. Cojocaru, R. G. Ungureanu, R. A. Banici, D. Ursescu, O. Delmas, M. Pittman, O. Guilbaud, S. Kazamias, K. Cassou, J. Demailly, O. Neveu, E. Baynard, and D. Ros, *Opt. Lett.* **39**, 2246 (2014).
20. O. Guilbaud, S. Kazamias, K. Cassou, O. Delmas, J. Demailly, O. Neveu, D. Ros, E. Baynard, M. Pittman, M. Shazad, A. Rossal, G. J. Tallents, A. Le Marec, A. Klisnick, L. Lu, Ph. Zeitoun, G. V. Cojocaru, R. G. Ungureanu, R. A. Banici, and D. Ursescu, “X-ray lasers 2014,” *Proc. 14th ICXRL* (Springer), to be published.

# Thin film beam splitter multiple short pulse generation for enhanced Ni-like Ag x-ray laser emission

Gabriel V. Cojocaru,<sup>1,2,3</sup> Razvan G. Ungureanu,<sup>1,2</sup> Romeo A. Banici,<sup>1</sup> Daniel Ursescu,<sup>1,4,\*</sup>  
Olivier Delmas,<sup>3</sup> Moana Pittman,<sup>5</sup> Olivier Guilbaud,<sup>3,5</sup> Sophie Kazamias,<sup>3,5</sup> Kevin Cassou,<sup>5</sup>  
Julien Demailly,<sup>3</sup> Olivier Neveu,<sup>3</sup> Elsa Baynard,<sup>5</sup> and David Ros<sup>3,5</sup>

<sup>1</sup>National Institute for Lasers, Plasma and Radiation Physics (INFLPR), Atomistilor 409, Magurele 077125, Romania

<sup>2</sup>Faculty of Physics, University of Bucharest, 405 Atomistilor Str., Magurele 077125, Romania

<sup>3</sup>Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Université Paris-Sud (UMR-CNRS 8578), Bat. 210, 91405 Cedex, France

<sup>4</sup>Horia Hulubei National Institute for Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), ELI-NP Department, Reactorului str. 30, Magurele 077125, Romania

<sup>5</sup>LASERIX, Centre Laser Université Paris Sud, FR2764, Université Paris-Sud (UMR-CNRS 8578), Bat. 106, 91405 Cedex, France

\*Corresponding author: daniel.ursescu@eli-np.ro

Received January 24, 2014; revised March 11, 2014; accepted March 13, 2014;  
posted March 13, 2014 (Doc. ID 205188); published April 3, 2014

An alternative, novel multiple pulse generation scheme was implemented directly after the optical compressor output of an x-ray pump laser. The new method uses a polarization sensitive thin film beam splitter and a half-wavelength wave plate for tuning the energy ratio in the multiple short pulses. Based on this method, an extensive study was made of the running parameters for a grazing incidence pumped silver x-ray laser (XRL) pumped with a long pulse of 145 mJ in 6 ns at 532 nm and up to 1.45 J in few picoseconds at 810 nm. Fivefold enhancement in the emission of the silver XRL was demonstrated using the new pump method. © 2014 Optical Society of America

OCIS codes: (140.7240) UV, EUV, and X-ray lasers; (350.5400) Plasmas; (260.3230) Ionization; (320.5540) Pulse shaping.

<http://dx.doi.org/10.1364/OL.39.002246>

Traditionally, plasma-based x-ray lasers (XRLs) were demonstrated using multiple pump laser pulses [1]. In many cases, the pulses were generated by the same laser system and their timing was controlled through optical delay lines [2–8]. A lot of work has been done in the past several years to replace the standard nano–pico transient pumping by a low energy prepulse and/or pedestal followed by a short pulse [9,10]. These systems are easier to implement and more efficient in laser energy use. From a general point of view, our XRL approach that involves pumping with one long followed by two short pulses aims to optimize the pedestal pumping scheme by uncoupling the ionization and gain generation. After demonstrating the principle and the efficiency of this idea in a previous paper [6], it is shown here that this method is really universal, i.e., it works with different pre-plasma scale lengths and with a variety of targets.

An alternative approach was proposed recently in [11], where two different pump laser systems were used in combination with an electronic delay control for pulse synchronization. This approach mitigates the issues related to the long pulse and short pulse overlap after long optical delay lines while providing the entire available energy in the short pulse.

The use of multiple short pumping pulses has been previously proven in several papers, such as [6,12], to be highly beneficial for the plasma grazing incidence pumped (GRIP) XRL. The principle of the method used in [6] was the manipulation of the spatial chirped pulses at the optical stretcher level in a chirped pulse amplification system [13]. While this method is flexible in the adjustment of the energy ratio between the two short pulses, the method has drawbacks associated with the modification of the temporal structure of the pulse in the chirped pulse amplification pump laser. This holds

true also for the pedestal-short pulse schemes where all the pulses were generated in the pump laser amplification chain. Hence, any auxiliary laser beam for high-order harmonics generation in the case of XRL seeding or for pump-probe experiments will be distorted.

An alternative way to generate multiple pulses is proposed here, and the method is based on a thin film beam splitter (TFBS) with polarization sensitivity. Some of the major advantages of this approach include the complete decoupling of the experimental setup from the pump laser system in a very simple way and the preservation of the original pump laser temporal contrast.

The challenge for the TFBS method is to demonstrate similar flexibility as the method reported in [6,13]. We report here the successful implementation of the TFBS-based method on an XRL with electronic synchronization of the pumping pulses at the LASERIX facility. Merging of the two methods was highly beneficial, as a fivefold output increase was observed and a broadening of the optimal parameter range was obtained.

The GRIP Ag XRL was setup at the LASERIX facility. Two pump lasers were used for the creation of the plasma and for the subsequent control of the plasma properties, as shown in Fig. 1. The long pulse was produced by a frequency doubled Nd:YAG laser (532 nm central wavelength) with up to 145 mJ of energy in 6 ns pulse durations, which were focused on the target by a cylindrical lens to a line focus of 5 mm by 50  $\mu$ m corresponding to an intensity of  $9.6 \times 10^9$  W/cm<sup>2</sup>. The short pulses were produced by the LASERIX laser system. The pulse energy after compression was up to 1.45 J with a tunable pulse duration up to 20 ps at a central wavelength of 810 nm. In the standard GRIP configuration, this short pulse was focused by a spherical mirror to a line focus of 5 mm by 50  $\mu$ m on the Ag target at a 20° grazing angle.

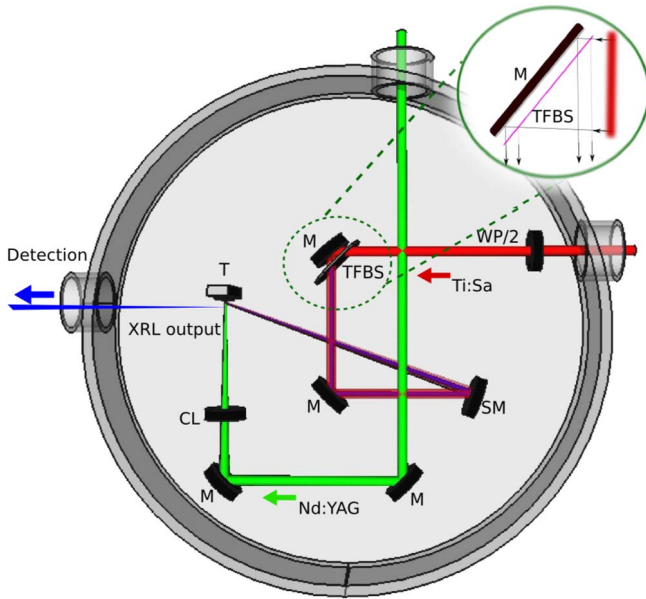


Fig. 1. Sketch of the experimental setup: M, flat mirrors; SM, spherical mirror; CL, cylindrical lens; WP/2, wave plate; TFBS, thin film beam splitter; T, target. Right inset: principle of multiple pulse generation at the TFBS level.

The long pump pulse and the short laser pulse were synchronized by an electronic delay control system.

The soft XRL energy output was measured by near field diagnostics. A spherical multilayer mirror enabled a six times magnified image of the XRL exit plan to be recorded with a 16 bits ANDOR camera at the XRL wavelength.

An extended optimization was performed for GRIP Ni-like Ag XRL based on the 6 ns long Nd:YAG laser pulses followed by one short pulse from the LASERIX system (YAG1S) or, alternatively, based on the 6 ns long Nd:YAG laser pulses followed by two short pulses (YAG2S). In the YAG1S case, the TFBS shown in Fig. 1 was removed. The delay between the long and the short pulse and the short pulse duration were varied while the Nd:YAG pulse energy was fixed at 145 mJ. The integrated energy of the XRL pulse from the near field image of the XRL emission is depicted in Fig. 2; results are expressed in microjoules. Taking into account the 1.5  $\mu\text{m}$  Zr filter transmission, the mirror reflectivity, and the quantum efficiency of the Andor detector, together with the cross calibration experiment, the energy of the best YAG1S pulse reached 1  $\mu\text{J}$ .

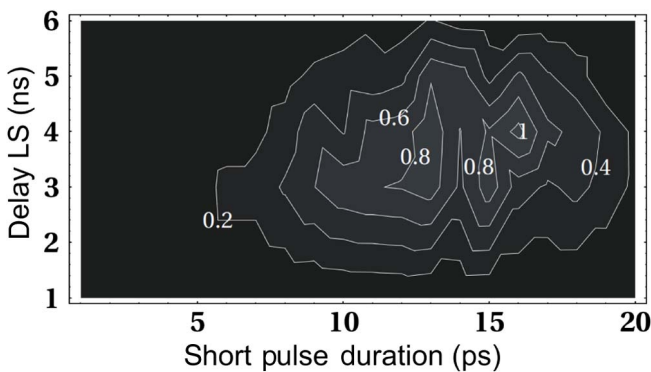


Fig. 2. YAG1S Ag XRL energy output in  $\mu\text{J}$  for long-short delays from 1 to 6 ns and short pulse compression from 1 to 20 ps.

The optimal emission was observed when chirped short pulses were used; these had pulse durations above 10 ps for peak-to-peak delays of about 4 ns. In order to generate multiple short pulses, a TFBS was introduced, as shown in Fig. 1. The TFBS from Idex-CVI was specified as 10% reflectivity and 90% transmission. We exploited the fact that the TFBS has a reasonable polarization sensitivity, which means that we could change the amount of the reflection from 2% to 30% of the total energy using a  $\lambda/2$  wave plate. Modifying the polarization by turning the  $\lambda/2$  wave plate leads to different energy ratios between pulses. The TFBS was placed in front of the mirror, both at  $45^\circ$  toward the incoming beam. Increasing the distance between the TFBS and the mirror provided for the possibility of adjusting the delay with 3.3 ps/mm between the two short pulses. As illustrated in the inset on the right side of Fig. 1, a slight lateral displacement of the pulse was also observed. This displacement was monitored with a high resolution microscope equipped with a CCD focused on the target. This microscope, in conjunction with the motorized tilt axis of the TFBS, provided the means to obtain a perfect overlap of the long pulse and both short pulses by tilting the TFBS a small amount. It should be noted that additional short pulses with the same delay were generated by subsequent multiple reflections on the TFBS, but their energy was small compared to the energy in the first two pulses. Their centers were laterally shifted relative to the center of the long pump pulse, hence they had a reduced influence on the plasma emission. The minimum delay that could be produced was about 14 ps because of the geometry of our mirror mount. This corresponds to a 3 mm distance between the TFBS and the mirror surface, as measured along an axis normal to both surfaces.

An extensive optimization was then performed in the YAG2S configuration for the GRIP Ni-like Ag XRL. Three configurations for the TFBS reflectivity were chosen for identifying the impact of the multiple short pulses on the XRL output, namely 10%, 20%, and 30% reflectivity. The results for the 10% and 30% cases are presented in Fig. 3. The highest lasing signal of 4.7  $\mu\text{J}$  was estimated for the 30% case at short pulse durations of 9 ps.

A fivefold increase in the output was observed in the case of YAG2S in comparison to the best case achieved with YAG1S. The enhancement can be attributed to the higher collisional excitation rate at the proper plasma ionization stage, which is reflected in the higher plasma gain. The effect was confirmed by EHYBRID simulations that provided space resolved electron temperature, ionization, and gain dynamics calculations for the specific experimental conditions. The gain region was centered in both cases at about 20  $\mu\text{m}$  from the target surface. Figure 4 presents the electron temperature and ionization dynamics in both the best experimental configurations for YAG1S and YAG2S starting with the arrival of the short pulses at 20  $\mu\text{m}$  from the target surface.

Unlike the cases reported in [6] and [14] where the optimal short pulse duration is below 1 ps, in the present case the optimal short pulse was longer by 6–9 ps. This is a consequence of the very low initial average plasma ionization state of 6+ that was generated by the YAG pulse. The first of the two short pulses acted to ionize the plasma to about the 15+ state in 18 ps. Then, the



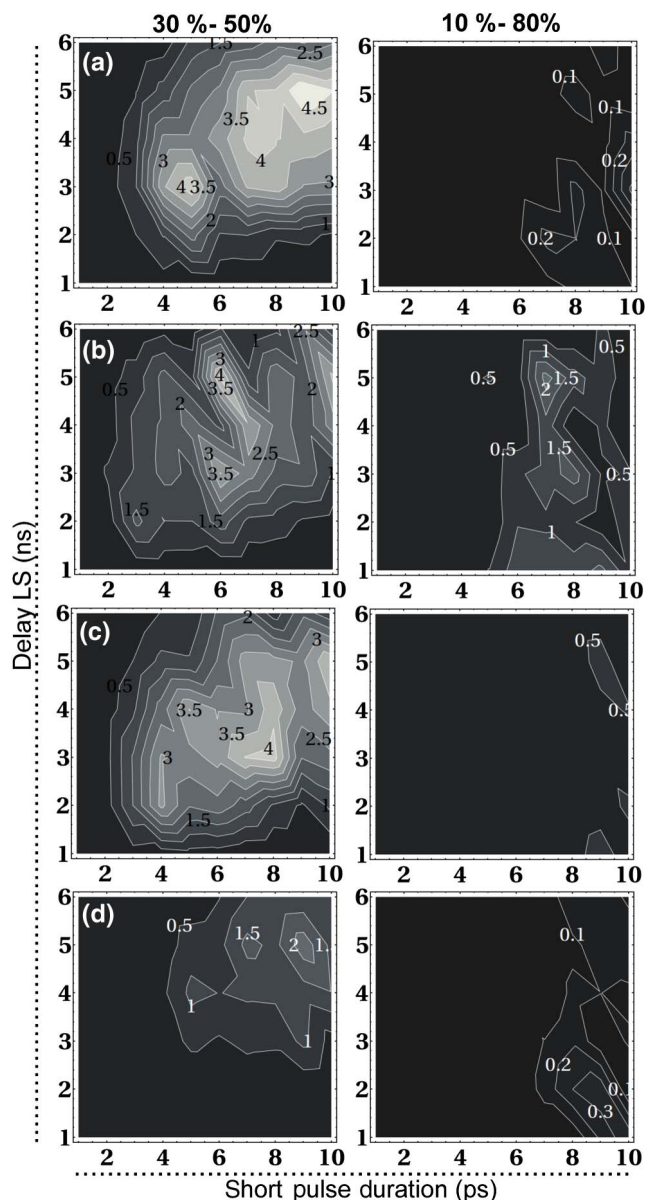


Fig. 3. YAG2S Ag XRL energy output in  $\mu\text{J}$  for 30%–50% (left column) and 10%–80% (right column) energy ratios between the two short pulses, long–short delays from 1 to 6 ns, and short pulse compression from 1 to 10 ps. (a) 14 ps, (b) 20.6 ps, (c) 27.2 ps, and (d) 33.8 ps short–short delay.

second short pulse provided the remaining required ionization energy to achieve the Ni-like state after an additional 18 ps, as illustrated in Fig. 4. One can observe that the second short pulse optimal duration was more than double this ionization time. For comparison, the ionization dynamics of YAG1S are represented in the same Fig. 4. In the YAG1S case, the ionization process until the Ni-like ionization was reached took 40 ps, which was also more than two times larger than the short pulse duration. It took a long time in spite of the fact that the overall peak temperature reached with the YAG1S configuration was almost two times higher than in the YAG2S configuration, as shown in the same Fig. 4. For output evaluation, one has to consider the electron temperature only at the Ni-like ionization state. Then, the 50% higher temperature of the YAG2S configuration relative to the

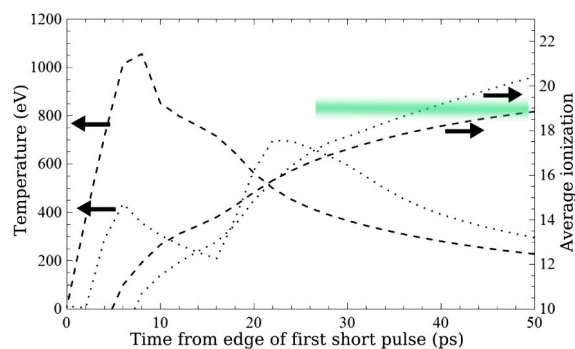


Fig. 4. Temperature dynamics and average charge state dynamics for the case of YAG1S (dashed lines) and for the case of YAG2S (dotted lines); the horizontal line represents the Ni-like Ag (19+).

YAG1S configuration at the arrival of the Ni-like state helps to explain the experimental observations.

A confirmation of the scalability of the method was obtained with a Ti Ne-like XRL, and the same experimental setup and pumping parameters were used. A comparison between normalized Ti XRL emission in the YAG1S and YAG2S is shown in Fig. 5, where the normalized intensity of the emission is depicted at the optimal delay and splitting ratio between the two short pulses (20.6 ps short–short delay and 30%–50% split). The normalization intensity was the maximum value from the YAG1S case, and the same gray scale was used for both plots. An enhancement of about six times in emission was achieved for YAG2S. While the delay between the two short pulses was 6 ps longer for the Ti XRL in comparison with the Ag XRL, one can identify the same well-defined localized parameter region of enhanced optimal emission. For Ag, this was centered at a 9 ps pulse duration and a 5 ns delay of the first short pulse relative to the long pulse, while for Ti the optimal parameters were shifted to 3 ps and 3 ns, respectively.

A novel approach for generating multiple pulses was proposed and demonstrated. The method was subsequently used in the demonstration of an enhanced GRIP Ni-like Ag XRL pumped with a frequency doubled Nd:YAG laser. A fivefold increase of the XRL output was demonstrated with the novel multiple pulse generation method. The relevance of the results have to be analyzed in the context of recent pump laser developments for XRL; 100 Hz pump systems have been reported [15,16] and even used to demonstrate 100 Hz XRL [17]. The combination of one low energy YAG pump laser with

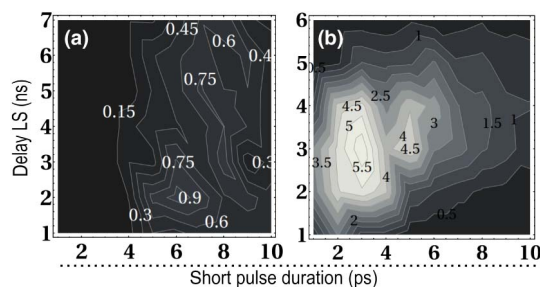


Fig. 5. Ti XRL normalized energy output for YAG1S (a) and YAG2S (b) at a 30%–50% energy ratio between the two short pulses and 20.6 ps short–short delay.

one short laser pulse eliminated the need for delay lines previously used in plasma XRLs and proved to be a reliable path for future applications. Moreover, additional implementation of the TFBS method unveiled the full potential of this technique.

The research leading to these results received funding from LASERLAB-EUROPE (Grant Agreement No. 284464, EC's Seventh Framework Programme) for experiments at the LASERIX facility and from the UEFISCDI project PN2-Parteneriate-1/2012. This research is supported by Extreme Light Infrastructure Nuclear Physics (ELI-NP) Phase I, a project co-financed by the Romanian Government and the European Union through the European Regional Development Fund.

## References

1. H. Daido, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 1513 (2002).
2. P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnrer, I. Will, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2748 (1997).
3. R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, R. F. Smith, and V. N. Shlyaptsev, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 103901 (2005).
4. A. Klisnick, J. Kuba, D. Ros, R. Smith, G. Jamelot, C. Chenais-Popovics, R. Keenan, S. J. Topping, C. L. S. Lewis, and F. Strati, *Phys. Rev. A* **65**, 033810 (2002).
5. Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther, D. Alessi, M. Berrill, V. N. Shlyaptsev, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. A* **72**, 053807 (2005).
6. R. A. Banici, G. V. Cojocaru, R. G. Ungureanu, R. Dabu, D. Ursescu, and H. Stiel, *Opt. Lett.* **37**, 5130 (2012).
7. K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, F. Ple, G. Jamelot, A. Klisnick, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, C.-G. Wahlstrm, S. de Rossi, D. Joyeux, B. Zielbauer, D. Ursescu, and T. Kuehl, *Opt. Lett.* **32**, 139 (2007).
8. P. Neumayer, W. Seelig, K. Cassou, A. Klisnick, D. Ros, D. Ursescu, T. Kuehl, S. Borneis, E. Gaul, and W. Geithner, *Appl. Phys. B* **78**, 957 (2004).
9. K. A. Janulewicz, A. Lucianetti, G. Priebe, W. Sandner, and P. V. Nickles, *Phys. Rev. A* **68**, 051802 (2003).
10. H. T. Kim, H. T. Kim, C. M. Kim, I. W. Choi, N. Hafz, H. C. Kang, J. H. Sung, T. J. Yu, S. K. Lee, K. H. Hong, T. M. Jeong, Y. C. Noh, D. K. Ko, J. Tuemmler, P. V. Nickles, W. Sandner, K. A. Janulewicz, and J. Lee, *Phys. Rev. A* **77**, 023807 (2008).
11. D. Ros, S. Kazamias, K. Cassou, M. Pittman, O. A. Guilbaud, S. Daboussi, O. Delmas, J. Demailly, O. Neveu, A. Maitrallain, D. Sall, L. Li, and P. Zeitoun, *Proc. SPIE* **8849**, 884910 (2013).
12. F. Staub, C. Imesch, D. Bleiner, and J. E. Balmer, *Opt. Commun.* **285**, 2118 (2012).
13. D. Ursescu, L. Ionel, R. Banici, and R. Dabu, *J. Optoelectron. Adv. Mater.* **12**, 100 (2010).
14. D. Ursescu and L. Ionel, *J. Optoelectron. Adv. Mater.* **12**, 48 (2010).
15. J. Tuemmler, R. Jung, H. Stiel, P. V. Nickles, and W. Sandner, *Opt. Lett.* **34**, 1378 (2009).
16. A. H. Curtis, B. A. Reagan, K. A. Wernsing, F. J. Furch, B. M. Luther, and J. J. Rocca, *Opt. Lett.* **36**, 2164 (2011).
17. B. A. Reagan, K. A. Wernsing, A. H. Curtis, F. J. Furch, B. M. Luther, D. Patel, C. S. Menoni, and J. J. Rocca, *Opt. Lett.* **37**, 3624 (2012).

# Gain dynamics in quickly ionized plasma for seeded operated soft x-ray lasers

O. GUILBAUD<sup>1,\*</sup>, G.V. COJOCARU<sup>2,3</sup>, O. DELMAS<sup>1</sup>, R.G. UNGUREANU<sup>1,2</sup>, R.A. BANICI<sup>1</sup>, S. KAZAMIAS<sup>1</sup>, K. CASSOU<sup>4</sup>, O. NEVEU<sup>1</sup>, J. DEMAILLY<sup>1</sup>, E. BAYNARD<sup>7</sup>, M. PITTMAN<sup>7</sup>, A. LE MAREC<sup>6</sup>, A. KLISNICK<sup>6</sup>, L. LU<sup>8</sup>, PH. ZEITOUN<sup>8</sup>, D. URSESCU<sup>1,5</sup>, AND D. ROS<sup>1,7</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Physique de Gaz et de Plasmas, Université Paris-Sud (UMR-CNRS 8578), Bat. 210, 91405 Cedex, France

<sup>2</sup>Faculty of Physics, University of Bucharest, 405 Atomistilor Str., Magurele 077125, Romania

<sup>3</sup>National Institut for Lasers, Plasma and Radiation Physics, 409 Atomistilor St., PO Box MG-36, 077125 Bucharest, Romania

<sup>4</sup>Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, UMR 8607, CNRS IN2P3, Université Paris Sud, bat 200 91405 Orsay Cedex, France

<sup>5</sup>Horia Hulubei National Institute for Physics and Nuclear Engineering, (IFIN-HH), ELI-NP Department, Reactorului str. 30, 077125, Magurele, Romania

<sup>6</sup>Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay, UMR 8214, CNRS, Université Paris-Sud, bat 350, 91405 Orsay Cedex, France

<sup>7</sup>LASERIX, Centre Laser Université Paris Sud, FR2764, Université Paris-Sud (UMR-CNRS 8578), Bat. 106, 91405 Cedex, France

<sup>8</sup>LOA, UMR 7639, CNRS, ENSTA, Ecole Polytechnique, 91761 Palaiseau Cedex, France

\*Corresponding author: olivier.guilbaud@u-psud.fr

Compiled July 13, 2015

**Harmonic seeded operation of a Neon-like Titanium plasma-based soft x-ray laser is described. The plasma amplifier is pumped with a variation of the grazing incidence technique involving a fast and localized ionization step. We discuss its effect on gain dynamics by measuring the amplifying factor as function of the delay between pump pulse and harmonic seed. Two different regimes are pointed out, following the pumping scheme used. For one of them, a delay in the gain generation compared to the pumping laser pulse is observed.**

© 2015 Optical Society of America

**OCIS codes:** (140.7240) UV, EUV and X ray lasers; (040.7480) X-Rays, soft x-rays, extreme ultra-violet.

<http://dx.doi.org/10.1364/ao.XX.XXXXXX>

## 1. INTRODUCTION

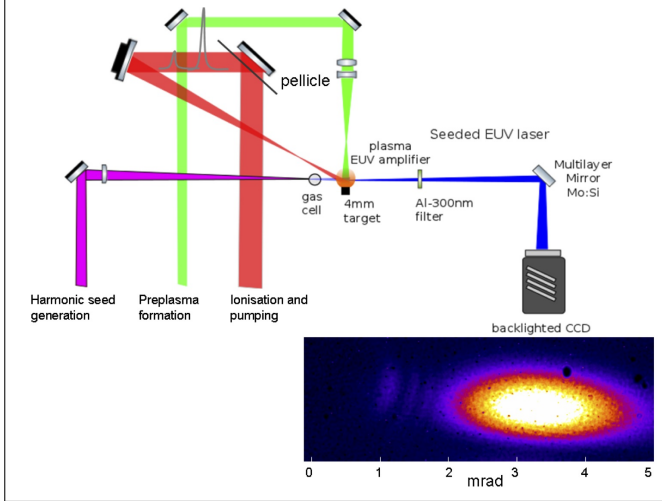
The success of x-ray free electron lasers has renewed the search for compact and affordable coherent soft x-ray sources based on high intensity lasers. Laser wakefield acceleration is proposed to reduce the size of the electron accelerator [1]. The laser energy may also be directly converted into soft x-ray attosecond bursts through High order Harmonic Generation (HHG) [2]. This concept has been recently scaled up to ultra high intensity lasers, using the relativistic effects occurring when a high contrast laser pulse interacts with a solid target [3]. The price of this are very demanding laser systems combining both highly tailored and controlled laser pulses with high energy per pulse.

By contrast, plasma-based soft x-ray lasers (SXRL) have been demonstrated with a large variety of drivers. Population inversion between levels of highly charged ions have been obtained

with photochemical or Nd-glass kilojoule lasers, CPA laser chain [4], Titanium-Sapphire lasers with both femtosecond [5] or picosecond pulses [6]. Robust soft x-ray plasma amplifiers are easily achieved in desk-top capillary discharges or, more recently, with a 100 Hz diode-pumped laser reaching a microjoule per pulse output level at 10 nm [7]. The highest energy per pulse, 10 mJ, is produced by the PALS SXRL [8]. However, the low coherence due to the operation in Amplification of Spontaneous Emission (ASE), the long pulse duration and relatively low conversion efficiency have long been seen as severe drawbacks.

High order harmonic seeding of such amplifiers [9][10] has solved the coherence issue [11] while opening new ways of extracting the large amount of energy stored in the amplifying plasma. The combination of low energy harmonic seed with simple, robust, energetic plasma amplifier might therefore be a way to avoid complex pump laser systems.

In this paper we demonstrate the successful seeded operation of a collisionally pumped SXRL emitting at 32.6 nm. The three SXRL generation steps namely, the creation of an expanded plasma, the ionization to the Ne-like stage and the electron fast heating for gain generation are induced by one long nanosecond pulse and one or two short picosecond pulses. This configuration is of particular interest because the laser driver is operated in a reproducible mode without introducing any amplified spontaneous emission (ASE) pedestal. Moreover, lasing can be achieved with low pump energy [14] and has been therefore adapted to high repetition rate diode-pumped lasers [?] with SXRL operation obtained down to the 10 nm wavelength range. The results described here offer a unique insight into the behavior of these amplifying plasmas involving a relatively fast (tens of picosecond) ionization step. More precisely, we will show that for specific pumping conditions the gain may appear largely after the pumping infrared pulse has deposited its energy into the plasma, in agreement with numerical results previously discussed [15].



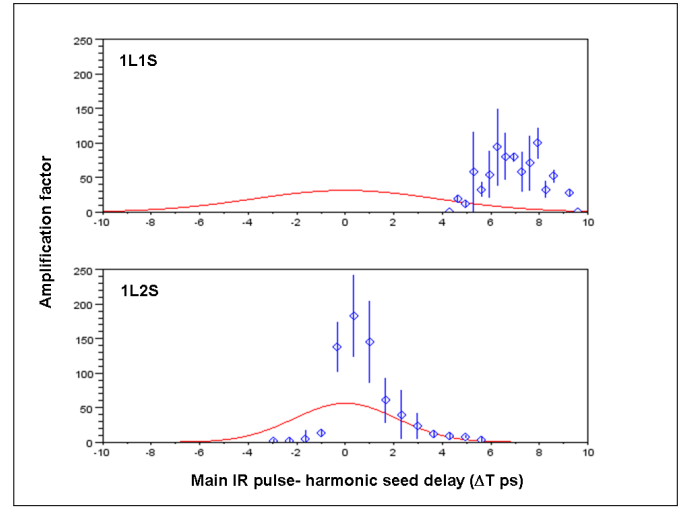
**Fig. 1.** Seeding experimental set-up, bottom right: far field image of the seeded beam

## 2. EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

A sketch of the experimental arrangement is shown on Figure 1. The experiment was performed on the LASERIX facility, a 2J, 10Hz repetition rate Titanium:Sapphire (Ti:Sa) laser driving a soft x-ray beamline. The plasma amplifier stage is a Neon-like Titanium plasma in which a population inversion is induced between the levels of the  $3p-3s$  ( $J=0-1$ ) transition ( $\lambda=32.6\text{nm}$ ). As described in [12] the plasma amplifier results from the interaction of two laser pulses with a Titanium solid slab target with variable length from 1.5 mm to 4mm. In this configuration later called 1L1S for "1Long, 1Short" pulse, a first long pulse (140 mJ with 6 ns duration) from a Q-switched Nd-YAG laser, turns a thin layer of the target into an expanded, low ionized plasma. After an optimum delay of 3ns, a compressed pulse of 900 mJ emitted by the main Ti:Sa laser, is focussed on the preplasma to generate the SXRL gain. The grazing incidence pumping (GRIP) [?] focussing configuration, insures (i) a beam focussing along a  $4\text{mm} \times 40\text{ }\mu\text{m}$  line on target, (ii) a travelling wave pumping close to the speed of light (iii) a laser energy absorption in the plasma at an electron density  $N_e = N_c \sin^2(\Phi)$  where  $\Phi = 20\text{ deg}$  is the grazing angle and  $N_c$  the infrared laser critical density [13]. The pulse duration can be chosen by changing the distance of the optical compressor gratings at the end of the CPA laser chain. The timing of the main short pulse compared to the harmonic generation pulse has been achieved by performing an autocorrelation in a nonlinear doubling crystal. Significant soft x-ray lasing has been achieved using only these two pulses (later called "1L1S"), an output energy optimum has been found for a 9 ps short pulse duration.

In a second step, a low energy short pulse was added tens of picoseconds prior to the main compressed pulse in order to bring the preplasma to the correct ionization level before the main pulse interaction. This configuration was first proposed by R. Banici et al [14] and is called later "1L2S" (1Long 2Short pulses). A simple, safe and high contrast implementation is detailed in [15]: a pellicle is placed in front of the last plan mirror of the short pulse optical path. The delay  $\Delta\tau$  between the two pulses is determined by the distance between the pellicle and the plan mirror. The energy balance is adjusted by slightly turning the polarization of the incident short pulse. The SXRL

output energy is optimized for a 4 ps pulse compression, a delay  $\Delta\tau = 14\text{ps}$  and 10 percents of the total energy in the first short pulse.



**Fig. 2.** Temporal evolution of the seed amplification factor for 1L1S and 1L2S pumping configurations. The red line represents the main infrared pulse intensity profile.

The amplifier stage was seeded with the 25th harmonic of the infrared laser. High order harmonics were generated using a low energy ( $\leq 10\text{mJ}$ ) auxiliary beam compressed to 40 fs and focussed by a  $f=1\text{m}$  lens into a 10 mm long gas cell filled with 20 mbar of Argon and placed 40mm before the plasma amplifier. Near field XUV images of the plasma output show a  $100 \times 50\text{ }\mu\text{m}$  harmonic beam size in the direction perpendicular and parallel to the target plane respectively, and an ASE emitting region of  $20\text{ }\mu\text{m} \times 40\text{ }\mu\text{m}$ . Harmonic spectral tuning has been achieved via IR spectral phase control through an acousto-optical modulator (Dazzler). Far field images of the harmonic beam, ASE and Seeded beams were recorded on a camera placed 1m downstream the target. The incoming radiation was filtered by an aluminium filter and a multilayer mirror.

## 3. GAIN DYNAMICS

In ASE regime, the SXRL beam in far field is a random, speckle-like pattern with vertical and horizontal divergences greater than 5 mrad [16]. In the presence of harmonics, a low divergence beam, partially apertured by the target and diffracted by the plasma sharp edge is visible and superimposed on the ASE pattern. However, when the amplifier and the seed are spectrally and spatially matched and for a few picosecond delay window, an additional beam appears, which is 10 times more intense than ASE as represented in the insert in Figure 1. This beam is shifted outward of the target, and its divergence, of the order of 1 mrad, is well reproduced assuming that the emitting surface of the plasma is fully coherent.

The energy of this seeded beam has been measured as a function of the delay  $\Delta T$  between the main infrared short pulse and the harmonic pulse. The amplification factor is defined as the ratio of the integrated energy in the seeded beam to the harmonic energy entering the gain region which size has been measured with the nearfield imager. Amplification factor as a function of  $\Delta T$  is displayed in Figure 2 for a  $L=2\text{mm}$  target length.



The upper delay scan is obtained in the 1L1S situation with a 9 ps pulse duration close to the optimal pumping conditions [12]. The lowest part of Figure 2 shows a delay scan recorded for a 1L2S configuration where the two short pulses are 4ps long, and separated by  $\delta\tau=14$ ps. This set of parameters is also close to the optimum of 1L2S found in [15].

The best amplification factor and absolute energy is obtained in 1L2S pumping, consistent with recent results obtained in ASE mode[15]. Besides, the best amplification corresponds to zero delay between the harmonic seed and the IR pumping pulse. The amplification is significant during a 2ps (FWHM) window. In 1L1S, the beginning of the amplification is delayed by at least  $\sim 4$ ps and the amplification window is longer ( $\sim 4$ ps).

This is a clear demonstration of the scenario proposed in [15] to explain the efficiency of 1L2S scheme. In the 1L1S configurations [12] and more generally in all the single tailored pulses pumping schemes [17], a Nd-YAG laser or a controlled ASE pedestal are creating an underionized plasma. The role of the following main short pulse is both to bring the plasma up to the Ne-like or Ni-like stage, and induce the collisional pumping. To achieve significant gain during or after the infrared main pulse interaction, the plasma has to reach the correct ionization stage while the electron temperature remains sufficiently high. The ionization is a long (tens of picosecond) process. If the main pulse is too short, the correct ionization stage is reached after the infrared pulse interaction while the electron temperature drops significantly. With a longer pulse, the correct temperature for lasing will be reached when ions are overionized or even never reached, depending on the pulse energy. Experimentally, optimum pumping pulses duration are found to be of the order of ten picosecond. In practical configurations, hydrodynamical simulations coupled to atomic physics description predict a gain appearing after the main pulse peak intensity [15][7]. For a fixed laser energy, the delay increases with the target ionisation energy. By contrast, in an optimized 1L2S scheme, the gain is predicted by the same code to be generated by the main infrared pulse with a negligible delay.

The gain generation delay observed in 1L1S opens the question of the electron density reached in the gain region when the gain is maximum. In the classical Transient collisional excitation x-ray laser, a first prepulse creates a plasma reaching the correct ionisation stage before the main pumping pulse is incident on it. In this case, the gain is formed in the plasma region where the main pulse is absorbed, which corresponds to an electron density close to the GRIP density. These situation is probably also the case in 1L2S, because in optimal conditions, the main pulse is interacting with a plasma close to the Ne-like ionisation stage. However, in 1L1S, the gain is peaking after the main pulse absorption and this delay is related to the time for the heated electrons to further ionise the plasma. The electron density in the gain region might be higher than the density during the absorption phase. Further investigations are required to test this hypothesis. Assuming a frozen hydrodynamic expansion, the appearance of such a higher density in the gain region will be all the most important that the ionisation gap to fulfill is high and the time to complete it is small compared to the electron temperature relaxation time by thermal conductivity towards lower density regions. Higher density in the gain region might be searched experimentally by measuring the SXRL lasing line width [21] in 1L1S and 1L2S.

## 4. CONCLUSION

In this letter we report the seeded operation of a plasma soft x-ray amplifier at 32.6 nm, in configurations adapted to low energy and high repetition rate pumping. In the best configuration, a fraction of a high order harmonic beam injected in the amplifier at proper delay is amplified by more than 2 orders of magnitude up to 200 times. Injection delay scans show different temporal behaviors of the gain depending on the pumping scheme used. If ionization up to the Ne-like level and population inversion are sequentially achieved by two short pump pulses (4 ps duration) optimally delayed, the gain is following adiabatically the main infrared pumping pulse. The amplification window is then of the order of 2 ps FWHM. By contrast, when final ionization and pumping are achieved with only one short pulse, a longer pulse duration is required and the gain generation occurs significantly after the IR laser peak intensity. This behavior is in good agreement with the general scenario proposed to explain the better efficiency of the 1L2S pumping compared to the 1L1S, trend also observed in this study.

## REFERENCES

1. V. Malka, J. Faure, Y. Gauduel, E. Lefebvre, A. Rousse, K. Ta Phuoc, "Principles and applications of compact laser-plasma accelerators", *Nature Physics* 4, 447 (2008)
2. M. Lewenstein, Ph. Balcou, M.Y. Ivanov, A. L'Huillier, P.B. Corkum, "Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields", *Phys Rev A* 49, 2117 (1994)
3. F. Quere, C. Thauray, P. Monot, S. Dobosz, Ph. martin, J.P. Geindre, P. Audebert, "Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas", *Phys Rev Lett* 96, 125004 (2006)
4. P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnuerer, I. Will and W. Sandner, "Short Pulse X-Ray Laser at 32.6 nm Based on Transient Gain in Ne-like Titanium", *Phys. Rev. Lett.* 78 2748 (1997)
5. S. Sebban, R. Haroutunian, Ph. Balcou, G. Grillon, A. Rousse, S. Kazamias, T. Marin, J. P. Rousseau, L. Notebaert, M. Pittman, J. P. Chambaret, A. Antonetti, D. Hulin, D. Ros, A. Klisnick, A. Carillon, P. Jaegle, G. Jamelot, and J. F. Wyart, "Saturated amplification of a collisionally-pumped optical field ionization soft x-ray laser at 41.8 nm", *Phys Rev Lett* 86, 3004 (2001)
6. R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, R. F. Smith, and V. N. Shlyaptsev, "High repetition rate grazing incidence pumped x-ray laser operating at 18.9 nm", *Phys Rev Lett* 94, 103901 (2005)
7. B. A. Reagan, M. Berrill, K. A. Wernsing, C. Baumgarten, M. Woolston, and J. J. Rocca, "High-average-power, 100-Hz-repetition-rate, tabletop soft-x-ray lasers at sub-15-nm wavelengths", *Phys. Rev. A* 89, 053820 (2014)
8. B. Rus, T. Mocek, A. R. Praeg, M. Kozlova, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, D. Joyeux and D. Phalippou, "Multimillijoule, highly coherent x-ray laser at 21 nm operating in deep saturation through double-pass amplification", *Phys. Rev. A* 66, 063806 (2002)
9. Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, Th. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lacheze Murel, T. Lefrou, S. Lepape, P. Mercere, H. Merdji, A.S. Morlens, J.P. Rousseau, C. Valentin, "A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam", *Nature* 431, 426 (2004)
10. Y. Wang, E. Granados, M. A. Larotonda, M. Berrill, B. M. Luther, D. Patel, C. S. Menoni, and J. J. Rocca, "High-Brightness Injection-Seeded Soft-X-Ray-Laser Amplifier Using a Solid Target", *Phys. Rev. Lett.* 97,123901 (2006)
11. F. Pedaci, Y. Wang, M. Berrill, B. Luther, E. Granados and J. J. Rocca, "Highly coherent injection-seeded 13.2nm tabletop soft x-ray laser", *Opt. Lett.* 33, 491 (2008)
12. O. Delmas, M. Pittman, K. Cassou, O. Guilbaud, S. Kazamias, G. Cojocaru, O. Neveu, J. Demailly, E. Baynard, D. Ursescu, D. Ros,



- "Q-switched laser-assisted grazing incidence pumping (QAGRIP) for efficient soft x-ray laser generation", *Optics Lett.* 39, 6102 (2014)
13. Cassou, K.; Kazamias, S.; Ros, D.; Ple, F.; Jamelot, G.; Klisnick, A.; Lundh, O.; Lindau, F.; Persson, A.; Wahlstroem, C.-G.; de Rossi, S.; Joyeux, D.; Zielbauer, B.; Ursescu, D.; Kuehl, T., "Optimization toward a high-average-brightness soft-x-ray laser pumped at grazing incidence", *Optics Lett.* 32, 139 (2007)
  14. R. A. Banici, G. V. Cojocaru, R. G. Ungureanu, R. Dabu, D. Ursescu and H. Stiel, "Pump energy reduction for a high gain Ag X-ray laser using one long and two short pump pulses", *Optics Lett.* 37, 5130 (2012)
  15. G. V. Cojocaru, R. G. Ungureanu, R. A. Banici, D. Ursescu, O. Delmas, M. Pittman, O. Guilbaud, S. Kazamias, K. Cassou, J. Demailly, O. Neveu, E. Baynard and D. Ros, "Thin film beam splitter multiple short pulse generation for enhanced Ni-like Ag x-ray laser emission", *Opt. Lett.* 39, 2246 (2014)
  16. O. Guilbaud, A. Klisnick, K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, G. Jamelot, D. Joyeux and D. Phalippou, "Origin of microstructures in picosecond X-ray laser beams", *Europhys Lett* 74, 823 (2006)
  17. H. T. Kim, I. W. Choi, N. Hafz, J. H. Sung, T. J. Yu, K.-H. Hong, T. M. Jeong, Y.-C. Noh, D.-K. Ko, K. A. Janulewicz, J. Tummler, P. V. Nickles, W. Sandner, and J. Lee, "Demonstration of a saturated Ni-like Ag x-ray laser pumped by a single profiled laser pulse from a 10-Hz Ti:sapphire laser system", *Phys. Rev. A* 77, 023807 (2008)
  18. M. Berill, Y. Wang, M. A. Larotonda, B. M. Luther and V. N. Shlyaptsev, J. J. Rocca, "Pump pulse-width dependence of grazing-incidence pumped transient collisional soft-x-ray lasers", *Phys. Rev. A* 75, 063821 (2007)
  19. Chul Min Kim, Karol A. Janulewicz, Hyung Taek Kim, Jongmin Lee, "Amplification of a high-order harmonic pulse in an active medium of a plasma-based x-ray laser", *Phys. Rev. A* 80, 053811 (2009)
  20. O. Larroche and A. Klisnick, "Two-dimensional Maxwell-Bloch simulation of quasi- $\pi$ -pulse amplification in a seeded XUV laser", *Phys. Rev. A* 88, 033815 (2013)
  21. A. Calisti, S. Ferri, C. Mossé, B. Talin, A. Klisnick, L. Meng, D. Benredjem, O. Guilbaud, "Line profiles of Ni-like collisional XUV laser amplifiers: Particle correlation effects", *HEDP* 9, 516 (2013)

## FUNDING INFORMATION

This work received funding from LASERLAB-EUROPE (grant agreement no. 284464, EC's Seventh Framework Programme). The support of the RTRA Triangle de la physique is also acknowledged.

# Double pulse quasi-collinear high harmonic generation scheme as a tool for X-ray laser plasma gain probing

Sameh Daboussi · Sophie Kazamias · Kevin Cassou · Olivier Guilbaud ·  
Moana Pittman · Olivier Delmas · Olivier Neveu · Brigitte Cros ·  
Gilles Maynard · David Ros

Received: 22 June 2012 / Accepted: 9 November 2012  
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012

**Abstract** We have investigated high harmonic generation in an argon gas cell driven by two femtosecond laser pulses separated by a variable delay ranging from 500 fs to 100 ps. Experiments were performed at the LASERIX IR-EUV facility using an amplified 10 Hz CPA Ti:Sapphire laser system on a beamline delivering 50 fs pulses at 800 nm with energy up to 25 mJ. In the case of a non-zero time delay we studied the optimal conditions for equilibrated double pulse generation despite perturbation of the generating medium induced by the first pulse. We showed how high harmonic double pulse generation varies with the gas pressure, the excitation energy, the delay and the relative polarization between the two laser pulses.

## 1 Introduction

High order harmonic generation (HHG) is a nonlinear coherent interaction process between atoms and a driving laser field which produces ultra-short coherent radiation reaching the soft X-ray region [1–3]. HHG has been used

as a powerful table top tool for a number of applications such as holography [4] and nonlinear optics [5].

One of the emerging and very promising applications of HHG is the seeding of plasma-based soft X-ray laser (SXRL) [6, 7] and free electron lasers [8]. Traditionally, these systems use to work respectively in the amplification of spontaneous emission (ASE) regime or self-amplification of spontaneous emission (SASE) regime. This presents some limitations in terms of the extreme UV (EUV) beam optical properties [9, 10]. Strong enhancement of beam collimation, spatial coherence and temporal coherence has been demonstrated in plasma-based SXRL by seeding proper EUV beam. This opens the way to sources combining the high output energy of SXRL source with the spatial and temporal coherence of the HHG source [11, 12]. It is important to point out that seeding requires not only well-characterized and optimized harmonics but also high enough energy in order to dominate the spontaneous emission signal.

We investigate in this paper the possibility to generate a seed pulse with a double temporal structure with variable delay in the picosecond range. This waveform would be attractive for different EUV-EUV pump-probe experiment but also to study more deeply the plasma-based SXRL seeding temporal aspects like gain build up and recovery time [13] or medium polarization evolution [14].

The first harmonic pulse would act as a pump by triggering the gain depletion and the second one as a probe of the residual gain and the polarization behavior of the amplifying plasma. A popular scheme to obtain efficient EUV amplification in a plasma is the transient collisional excitation (TCE) in which the pumping of population inversion in pre-existing ions is induced by a short laser pulse via electron collisional excitations, leading to high gain value at short wavelength. For this type of experiment,

---

S. Daboussi (✉) · S. Kazamias · K. Cassou · O. Guilbaud ·  
O. Neveu · B. Cros · G. Maynard · D. Ros  
LPGP, CNRS, UMR 8578, Univ. Paris-Sud, Bat 210,  
Campus d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France  
e-mail: sameh.daboussi@u-psud.fr

S. Daboussi · S. Kazamias · K. Cassou · O. Guilbaud ·  
M. Pittman · O. Delmas · O. Neveu · D. Ros  
LASERIX, CLUPS- LUMAT, Univ. Paris-Sud, CNRS FR 2764,  
Campus d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France

O. Delmas  
Amplitude Technologies, 2-4 rue du bois chaland-CE,  
91029 Evry, France

the relevant temporal range of interest ranges from 500 fs to 10 ps, as gain duration inferred from ASE pulse duration measured with streak cameras [15] or cross correlation [16] techniques are of the order of a few picoseconds. We will therefore concentrate our study on double pulse seed with delay covering this temporal range.

## 2 Position of the problem

To our knowledge due to fundamental and technical issues, HHG pumped by two close following short pulses in the picosecond range has not been studied extensively except for zero delay. First of all, the pump energy level required to generate high energy per harmonic pulse is rather high (5–10 mJ minimum for argon gas) and not often available on the kilohertz laser installations dedicated to HHG studies and applications. Secondly, it is well known that HHG is a multi-photon process closely linked with laser field ionization of gases, so that no efficient harmonic generation can really take place without a small amount of ionization [17]. Conversely, ionization causes electronic dispersion in the generating gas which is detrimental for phase-matching [18]. Efficient harmonic generation in a pre-ionized medium that has already generated a harmonic pulse is thus a non-trivial issue. This was observed in the early 2000s by the CEA-Saclay group when they performed HHG interferometry [19]; in this case the HHG beam generated by the second pulse in the same gas target was so perturbed that they preferred to generate two different HHG sources originating from two different gas targets. Significant results were then obtained using such a device for EUV plasma interferometry [20] at the price of a complex optical system. The advantage of our configuration is that alignments are considerably simplified as compared to double target systems, because the two-pulse EUV lies in the same beam leading therefore to simpler arrangement for SXRL experiments seeding. The present work aims at studying the problem of double pulse HHG from the same medium, in terms of its temporal response, the influence of phase-matching optimization with respect to pumping energy and gas pressure in the case of efficient loose focusing geometry [21].

## 3 Quasi collinear generation process

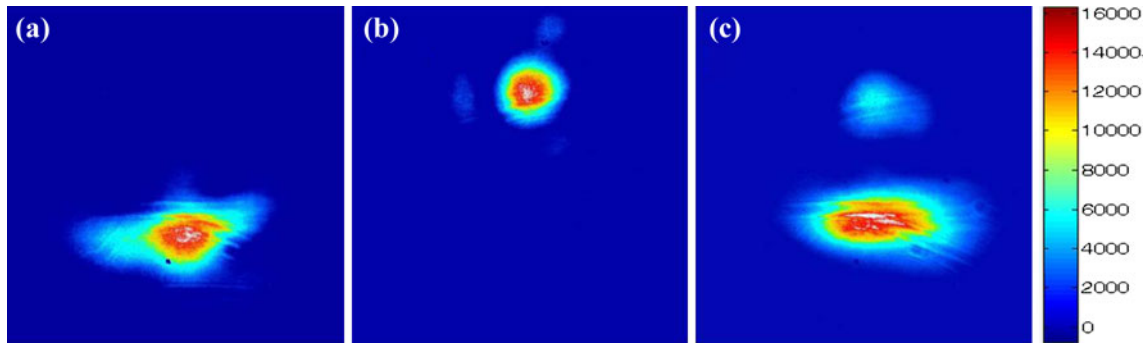
A key issue for the double harmonic pulse generation and optimization is the possibility to discriminate between two EUV pulses generated with a time delay in the picosecond range for pump-probe experiments. It is indeed important to fully characterize behavior of the second pulse independently with respect of the first one, in terms of total

energy, spectrum and transverse profile. Extreme UV streak cameras could hardly reach such temporal resolution but the complex working conditions they require, together with their small dynamic range make them hard to use. We made the choice to use a slightly non-collinear double pulse conversion configuration. For this, the two laser excitation pulses were shaped in a Mach–Zehnder type interferometer with variable delay and are non-collinearly recombined at focus, in the gas cell. This was done with a small angle as possible so as to make them spatially overlapping such as if they were collinear. As will be shown later, the interaction volumes of both pulses overlap at 90 %. Because of the low harmonic divergence, the two harmonic beams generated by each of the pulses can then be distinguished on far field detectors after a few meters of propagation thanks to the non-collinear geometry. As an illustration Fig. 1 shows the footprints of HHG beams generated by each isolated beam and by their combination at a delay of 10 ps.

Non-collinear techniques have already been studied for several applications in the case of zero delay between the two pulses, for example in order to increase the yield of various low-order wave mixing processes [22, 23], to separate generated EUV from excitation IR beam by generating a HHG beam in the middle direction resulting from the coherent mixing of the two intensities, ultra high-order wave mixing with cross angle about 14 mrad [24]. In some conditions, when the cross angle is more important (30 mrad), non-collinear high harmonic generation can be used as an out coupling method for cavity assisted EUV generation [25]. Theoretical interpretations of the results obtained for zero delay have been proposed in terms of infrared field enhancement and modified phase-matching conditions as early as 2002 [23], and more recently the two color experiment from [24] was interpreted in terms of perturbation theory. Our experiment and its interpretation are radically different in the sense that the two consecutive pulses generating the double temporal structure are not interfering in the gas medium when generating HHG. To our knowledge, our experimental setup with both controllable infrared energy and temporal delay in the picosecond range is a new approach for HHG based applications.

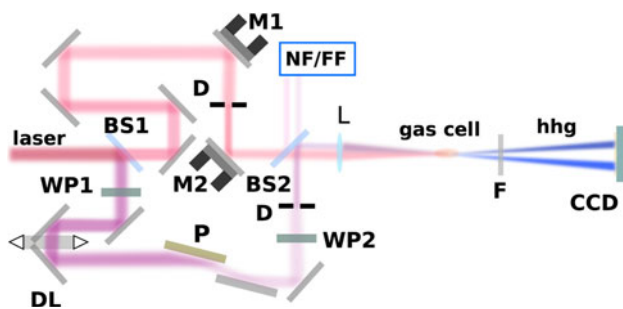
## 4 Experimental setup

The experimental investigation was carried out at LASERIX, a high-power laser facility fully dedicated to the development and applications of SXRL beams in the range of 7–30 nm [26]. The IR source used in our experiment is based on a low energy sampling from the amplified Ti:Sapphire laser system that provides 50 fs duration pulses centered at a wavelength of 800 nm. Due to pulse air



**Fig. 1** **a, b** Footprints of HHG beams generated in 15 mbar of argon by each isolated IR beam of  $1.5 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>. **c** Footprints of HHG beams generated in 15 mbar of argon by both the first (*lower trace*) and the second (*upper trace*) IR beams for a delay of 10 ps. Footprints

measured 3 m away from the HHG source. Transverse separation is about 1 mm corresponding to an angular separation of about 1 mrad between the 2 beams



**Fig. 2** Experimental setup for quasi-collinear HHG: BS, beamsplitter 50/50; WP1, half wave plates; P, Brewster Polarizer; NF, real time near field control; FF, real time far field control; D, iris diaphragm; L, lens  $f = 1100$  mm and F, Al  $0.2 \mu\text{m}$  thick filter. The polarization of the reflected pulse is controlled using the wave plate WP2. Reflected energy sent on the cell is adjusted with WP1+P

compression, the maximum energy dedicated to HHG is limited to 25 mJ at a repetition rate of 10 Hz. The schematic of our setup for quasi-collinear HHG is shown on Fig. 2. The incoming laser pulse is injected into a Mach-Zehnder type system equipped with an adjustable length arm in order to control the delay ( $-100$  ps,  $+100$  ps) between the reflected and the transmitted pulses. The temporal resolution of the system was 6 fs limited by the motorized translation stage accuracy. The polarization of the two beams could be set parallel or perpendicular to each other. A polarizer associated with a zero order half wave plate was installed in the path of the reflected beam in order to adjust its energy. Variable apertures were placed on both the reflected and the transmitted beams to adjust intensities and focusing geometries [21].

The two beams are recombined with a 50/50 thin beam splitter with a small transverse separation of about 1 mm and then focused into the gas cell with an  $f1100$  mm lens with a small angle. The recombination angle which is of the order of 1 mrad was chosen in order that, considering their own divergence which is also about 1 mrad for each

HHG pulse, the two EUV beams do not overlap on the detector situated 3 m away from the gas cell. The footprints of the two generated EUV beams were recorded 3 m further from the source on a backlighted EUV CCD camera (Fig. 1). The harmonic spectrum is then analyzed by a transmission-grating spectrometer coupled to a backlighted EUV CCD camera placed at a similar distance from the source. The generation medium is a 10 mm long gas cell which center is placed on the focal plane of the IR beams. The beam waist has been measured to be  $w_0 = 80 \mu\text{m}$  (half-width at  $1/e^2$ ) for both beams. The 1 mrad angle between them leads to a maximum spot separation of  $5 \mu\text{m}$  into the generating medium, one order of magnitude smaller than the waist value. The transmitted laser light and high harmonic orders higher than 47 were blocked by an aluminum filter ( $0.2 \mu\text{m}$  thickness). After energy optimization in argon for HHG signal separately for each pulse, only 10 mJ of the 25 mJ available energy was used in our configuration. The estimated energy per harmonic beam is 70 pJ using the CCD and filter calibration and referring to previous EUV calibrated photodiode [27] data obtained in similar conditions. In those conditions a precise laser alignment is crucial to achieve precise superposition of the beams in the focal region. A real time control of near and far fields showed that the two focal spots still spatially superimposed throughout the cell when varying the delay.

## 5 Temporal delay effect

### 5.1 Experimental investigation

After HHG optimization of each of the two individual beams, EUV generation using both of them simultaneously was studied. For a null delay between the two quasi-collinear pulses, a clear on-axis signal was observed similar to observation reported in already mentioned works [23] and

[25] giving confidence in correct superposition and timing of both IR pulses. The influence of the delay was then analyzed for equivalent generation conditions on both arms (15 mbar of argon, same IR intensity about  $1.5 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>). Figure 3 shows the delay scan from 500 fs to 100 ps of the normalized integrated signals of the two HHG beams recorded with the EUV-CCD camera. These curves were obtained by the ratio between the measurements of the total integrated EUV signal generated by the first (resp. the second) IR beam in the double and single pulse configurations. Each IR pulse was first individually optimized in order to obtain two equivalent EUV signals on the CCD footprint (with 16 bits dynamic). These signals were used as references for the two pulse configuration. Each measurement was averaged over five laser shots and the experiment was repeated over several days with real time spatial control of the superposition of the two focal spots as shown on Fig. 1 (NF-FF). The represented error bars are attributed to HHG signal fluctuations due to shot to shot variations of laser energy. The slow drift of the laser pointing mainly due to delay line adjustment were checked and corrected before each acquisition.

As expected, the first pulse is not affected by the presence of the second one. The ratio slightly higher than one is not significant since it represents the ratio over two integrated signals measured with an interval of few tens of minutes. For the pulse arriving later, the signal ratio is approximately half maximum value for any kind of delay in the range studied. This indicates that HHG phase-matching for the second pulse is presumably perturbed by the ionization due to the first one. Moreover, this alteration of the generation conditions does not seem to depend on the delay, even for values as long as 100 ps. The same

behavior was observed for parallel and perpendicular pulses polarization.

## 5.2 Theoretical estimations for plasma recombination characteristic time

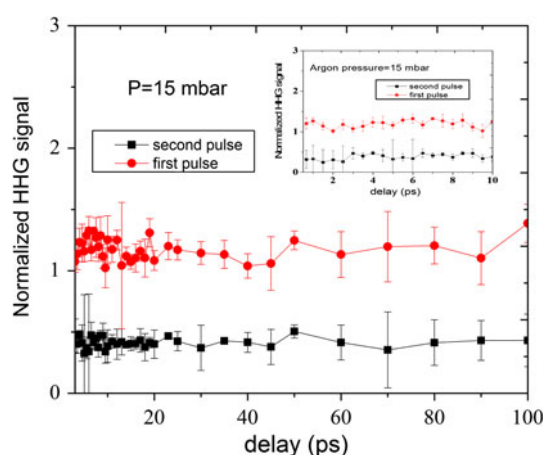
This independence with delay of harmonic generation condition for the second pulse has been investigated theoretically. As mentioned above, the optical field of the first intense pulse ionizes the medium. Using the Ammosov–Delone–Krainov (ADK) ionization rate ( $\tau$ ) [28], a maximum of 5 % of the argon atoms are expected to be ionized in our experimental conditions for a 25 mbar argon pressure and a maximum intensity of  $1.5 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.

Calculations have been performed using a zero dimension (0D) optical field ionization (OFI) code predicting the energy distribution of electrons coupled to a collisional radiative model [29–31]. Temperature predicted for heavy particle (atoms and ions) is close to the room temperature whereas electrons reach a 0.5 eV temperature immediately after the first pulse interaction. In that case, neither hydrodynamic expansion which is estimated to be about 0.15  $\mu$ m during 100 ps nor excitation by collisions have time to play a significant role. Besides, for this low temperature, the energy exchange between electrons and heavy particles is dominated by ion-electron collisions with a characteristic time of 1  $\mu$ s leading to a negligible cooling of the electron gas of 0.01 % in 100 ps. Moreover the recombination rates are also small. In this context, the three body recombination mechanism is dominant. However, the direct recombination to the fundamental state has a characteristic time of the order of 1 ms and only recombination to highly excited states can then have a significant rate. These excited neutral atoms decay slowly to the fundamental state, with a characteristic time of 2 ns. Moreover, they are more rapidly ionized by the optical field of the second pulse than neutral atoms in the ground state. From the harmonic generation point of view the excited neutral species behave as ionized species.

In summary, these theoretical estimations show that the plasma effective recombination time is of the order of a few nanoseconds. Once perturbed by the first pulse, the generating medium does not significantly evolve on tens of picosecond timescales. The behavior remains stable during more than 100 ps, so for the following parts, the time delay between the two pulses will be arbitrarily set at 10 ps.

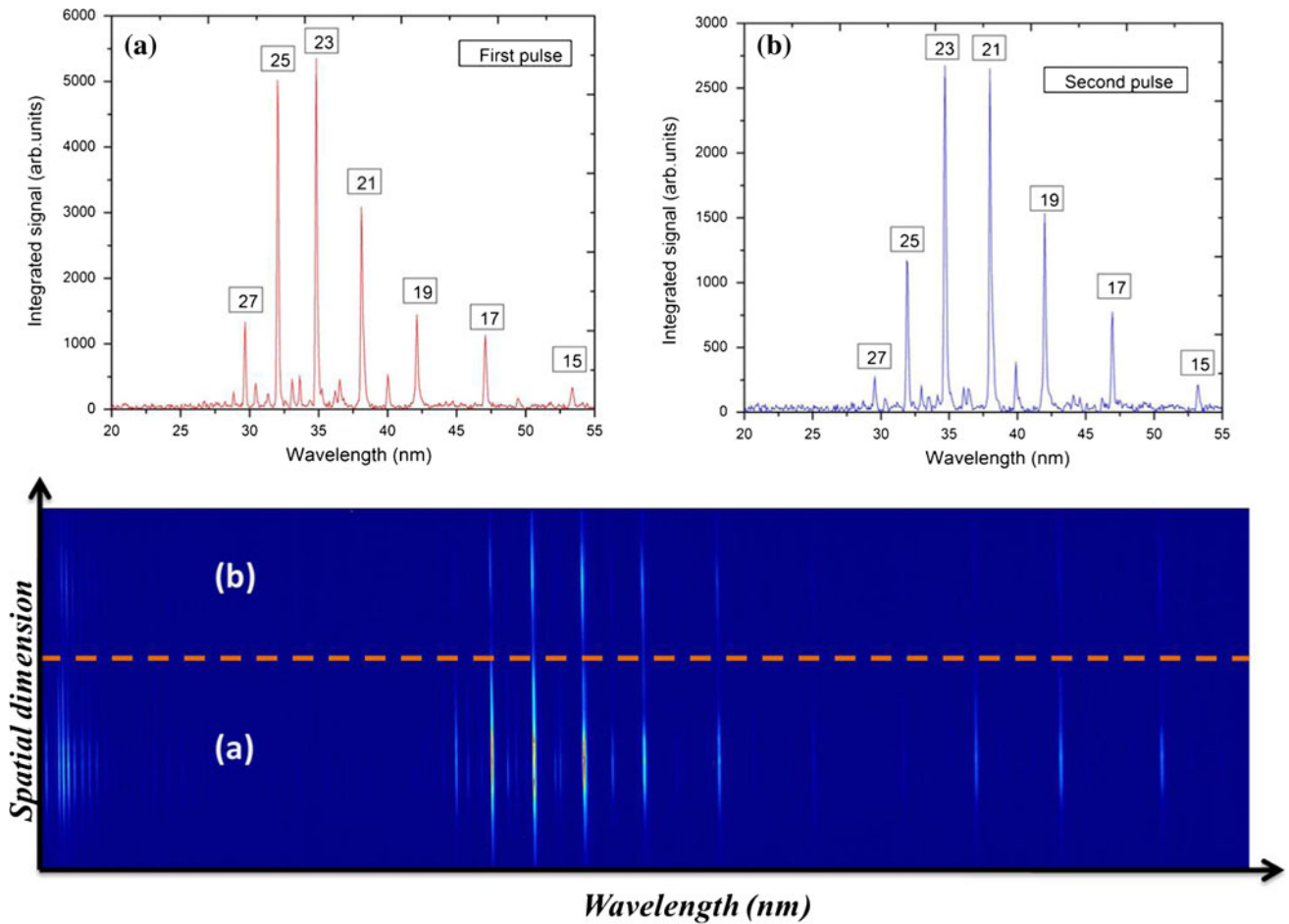
## 6 Spectra discussion

The recorded HHG emission spectra generated by the two IR pulses in 15 mbar of argon are displayed in Fig. 4. The upper curves show the estimated spatially integrated



**Fig. 3** Measured HHG signal generated by the first pulse (*circle*) and by the second pulse (*square*) as a function of the delay in 15 mbar of argon. These measurements correspond to encircled energy recorded on the CCD normalized with respect to the corresponding single HHG beam





**Fig. 4** Measured harmonic spectra generated in 15 mbar of argon from: **a** the first IR beam and **b** the second IR beam. The delay is fixed to 10 ps. For both spectra we observe the same harmonics from 15 to 27

photon flux per harmonic order with respect to wavelength. The lower pictures shows the spectra recorded in one image for 2 mJ of IR energy in both pulses measured for a diaphragm aperture of 11 mm diameter on both beams and the time delay was arbitrarily set at 10 ps.

As shown in Fig. 4, in both spectra we observe the same peaks occurring at odd multiples of the driving laser frequency from 15th to 27th (53.33–29.62 nm) corresponding to the same cutoff. Neither spectral shift nor widening is observed for the second HHG pulse.

The spectral shift compared to the central wavelength can occur for the second pulse if during the generation, a temporal variation of the atomic phase gradient ( $\alpha \frac{\delta I}{\delta t}$ ), the atomic dispersion ( $\delta k_{at}$ ) or the electronic dispersion ( $\delta k_{elec}$ ) [32] is induced by the first pulse, with  $\alpha = 2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$  for the first quantum path and  $\alpha = 22 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$  for the second quantum path.

After interaction with the first pulse, the generation conditions for the second one are certainly not the same as for the first. The electronic and atomic dispersions are modified, but no modification of their temporal derivative

can take place since the ionization rate in the medium does not depend on the time since we consider no coherent effect between the two laser pulses can appear at such timescale. We can also remark that the harmonics from both spectra are spatially well confined (low divergence 1 mrad), thus a dominant contribution from the short trajectory may be assumed. This can explain why there is no spectral modification in the spectrum of the second pulse despite the ionization in the medium before generation.

We couldn't measure the duration of the two HHG pulses because we do not have the appropriate setup. But we can conclude from the spectrum of the second pulse that no temporal change has occurred since no spectral broadening is observed.

Future work will aim to inject the 25th harmonic into SXRL plasma amplifiers pumped by intense optical laser pulses on a solid titanium target (32.6 nm line of neon-like titanium). So, there is keen interest for the injection experience to generate the same harmonics with a temporal double pulse structure to probe the SXRL plasma gain.

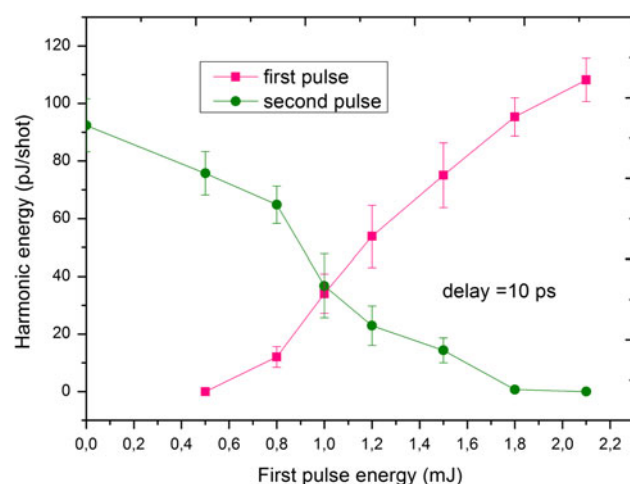
## 7 Phase matching optimization

For the following study, the temporal delay was set at 10 ps and we optimized the infrared energy and the gas pressure in order to balance the intensity of the two HHG beams. Maximum HHG signal was obtained independently for each excitation beam with comparable pulse peak intensities of  $1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  resulting from 2 mJ of the 50 fs IR pulses with an aperture size at near field of 11 mm. The waists of the driving beams at focus were  $w_0 = 80 \mu\text{m}$  (half-width at  $1/e^2$ ). The same studies were done in the case of parallel and perpendicular pumping polarization and for the same working conditions, the same results were observed.

### 7.1 Infrared energy effect

For the curve presented in Fig. 5, we varied the IR pump energy of the first pulse from 0 to 2 mJ with fixed energy for the second pulse of 1.5 mJ. This figure displays the evolution of both signals generated by the first (square) and the second (circles) pumping pulses.

As predicted by the classical atomic model of HHG [17], the EUV signal generated by the first pulse increases with IR energy. On the other hand, for 1 mJ of the first pumping energy the two curves intersect, so the EUV signal of both beams is balanced, at about 40 pJ/shot for each EUV pulse. For a relatively low energy of the first pulse (below 0.8 mJ), the EUV signal generated by the second pulse decreases slowly but remains around 70 pJ/shot. Then, it falls sharply when the IR energy of the first



**Fig. 5** Variation of the harmonic signal generated by: the first beam (squares) and the second beam (circles) by function of IR energy of the first pulse. Energy of the second pulse remains constant around 1.5 mJ. The argon pressure was 15 mbar and the time delay between two pulses was fixed at 10 ps

pulse increases up to 1.5 mJ. Finally, this EUV signal turns off above 1.5 mJ of the first pumping energies.

We can interpret the decrease of the second pulse EUV energy as a function of the first pumping energy by the increase of the ionization rate in the generating medium.

The effect of the ionization rate on the signal evolution of the second pulse has been investigated using a one dimensional (1D) time-dependent code of HHG described in detail in [33]. Using this code, we have studied the temporal evolution of the ionization rate in the generating medium after interaction with only the first pulse, and then after interaction with the two pumping pulses. The temporal evolution of the coherence length, which is the characteristic length of the phase matching, was also studied.

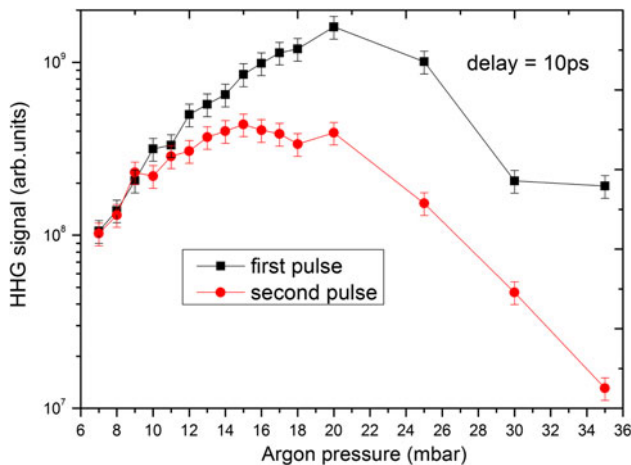
We consider the case of two consecutive equivalent pumping pulses with the same intensity of about  $I = 1.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  for 1.5 mJ. After interaction of the first pulse with the generating medium, the ionization rate passes from 0 to 2.5 %, corresponding to a coherence length evolution from 6.7 to 3.5 mm. These values are not negligible and allow achieving a good HHG signal level. This can explain the high signal level of the second EUV pulse when the first pumping pulse energies are low.

As we introduced earlier, it is reasonable to assume that the medium does not change between the first and the second pumping pulse. The second pulse interacts with an already ionized medium, the ionization rate increases from 2.5 to 4.9 %. Therefore, the coherence length decreases up to 2.5 mm. This latter value, which is much smaller than the medium length (10 mm), leads to a dramatically reduced HHG signal.

Considering the phase matching, for a fixed pressure, high ionization rate is not favorable for efficient HHG generation [33] because the atomic positive dispersion is no more able to compensate for the electronic dispersion induced by ionization. So to ensure that the second pulse is efficiently generated, it is necessary to limit ionization rate of the medium after interaction with the first IR beam. At a given pressure, it is then necessary to use less IR energy for the first beam than in the second one. A simple solution in our case is to use a 40/60 for the recombining beams splitter instead of a classical 50/50 one.

### 7.2 Pressure effect

Figure 6 presents on a semi logarithmic scale the signal measured for the two HHG beams as a function of the gas pressure, the excitation beams being balanced. The laser intensity for each pulse in that experiment was estimated around  $1.75 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , corresponding to a high ionization rate of the gas, and the time delay between the two pulses was arbitrarily set at 10 ps.



**Fig. 6** Variation of the harmonic signal generated by: the first beam (circles) and the second beam (squares) as a function of argon pressure. The laser intensity at the focus for each infrared beam was estimated around  $1.75 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> and the time delay between two pulses was fixed at 10 ps

The two EUV pulses are optimized for a pressure of 20 mbar; in this case the EUV signal generated by the first pulse was one order of magnitude higher than the second one. For higher pressure, both signals decrease as the pressure continues to increase.

In the case of lower pressures, the two EUV beams tend to be balanced. For this case the signal generated by the first pulse is 20 times lower than the optimum value. So in order to balance the two EUV pulses in the case of high ionization we have to decrease the pressure.

This can be explained in terms of HHG phase matching at high ionization level, typically ( $\tau$  higher than 4 %). In that case [33], the phase mismatch is almost linear with both ionization and pressure. In the presence of strong intensity, it is necessary to work at low gas pressure in order to balance the energy of the two EUV beams. The same study conducted at low intensity, showed no strong effect of the pressure in that case. To conclude, the pressure plays an important role on the balance of the two pulses only in the case of high ionization.

## 8 Conclusion

In conclusion, generation of two quasi-collinear EUV pulses arising from the same high-order harmonic medium and separated by delay of 500 fs up to 100 ps has been investigated. A versatile experimental setup has been used to generate two infrared pulses with controlled delay, angle, energy and polarization. The first pulse perturbs the medium by ionization, changing the generation conditions for the following pulse. When the two pulses are not temporally superimposed, we experimentally checked that

the time delay does not play any role in the generation of the double pulse up to 100 ps, which is consistent with theoretical recombination time scale. For a fixed delay, phase matching optimization was carried out to balance the EUV energy in the two pulses. The IR energy of the first pulse was found to be the key parameter, and gas pressure plays only a role in the case of high intensity since we worked in the loose focusing configuration. Due to the very high spatial overlap of the two generating IR beams throughout the gas cell, results obtained here can reasonably be extrapolated to perfectly collinear pulses. Besides, we confirmed that the observed behavior does not depend on the relative polarization states, parallel or crossed, of the two IR generating pulses. Moreover, the spectra of the two EUV pulses remain identical. These three properties are of great interest for plasma-based soft X-ray laser seeding experiments aiming at probing the gain and polarization dynamics of the amplifier stage. This type of study gives also insight into the physics of very high repetition rate harmonics, above 1 GHz.

**Acknowledgments** We acknowledge the support of the ANR project “Jeunes chercheuses et jeunes chercheurs ASOURIX ANR-09-JCJC-0056”.

## References

1. M. Lewenstein, Ph. Balcou, M.Y. Ivanov, A. L’Huillier, P.B. Corkum, *Phys. Rev. A* **49**, 2117 (1994)
2. C.-G. Wahlstrom, J. Larsson, A. Persson, T. Starczewski, S. Svanberg, P. Salieres, Ph. Balcou, A. L’Huillier, *Phys. Rev. A* **48**, 4709 (1993)
3. C.G. Durfee, A.R. Rundquist, S. Backus, C. Herne, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn, *Phys. Rev. Lett* **83**, 2187 (1997)
4. A.S. Morlens, J. Gautier, G. Rey, P. Zeitoun, J.P. Caumes, M. Kos-Rosset, H. Merdji, S. Kazamias, K. Cassou, M. Fajardo, *Opt. Lett.* **31**, 3095–3097 (2006)
5. N.A. Papadogiannis, L.A.A. Nikolopoulos, D. Charalambidis, G.D. Tzakiris, P. Tzallas, K. Witte, *Phys. Rev. Lett* **90**, 133902 (2003)
6. P. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, P. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lacheze-Murel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Mercere, H. Merdji, A.S. Morelens, J.P. Rousseau, C. Valentin, *Nature (London)* **431**, 426 (2004)
7. Y. Wang, E. Granados, F. Pedaci, D. Alessi, B.M. Luther, M. Berrill, J.J. Rocca, *Nat. Photon.* **2**, 94 (2008)
8. G. Lambert, T. Hara, D. Garzella, T. Tanikawa, M. Labat, B. Carre, H. Kitamura, T. Shintake, M. Bougeard, S. Inoue, Y. Tanaka, P. Salieres, H. Merdji, O. Chubar, O. Gobert, K. Tahara, M.E. Couprie, *Nat. Phys.* **4**, 296 (2008)
9. O. Guilbaud, A. Klisnick, D. Joyeux, D. Benredjem, K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, D. Phalippou, G. Jamelot, C. Moller, *Eur. Phys. J. D* **40**, 125 (2006)
10. O. Guilbaud, A. Klisnick, K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, G. Jamelot, D. Joyeux, D. Phalippou, *Eur. Phys. Lett.* **74**, 823 (2006)
11. J.P. Goddet, S. Sebban, J. Gautier, Ph. Zeitoun, C. Valentin, F. Tissandier, T. Marchenko, G. Lambert et al., *Opt. Lett.* **34**, 2438 (2009)



12. M. Berrill, D. Alessi, Y. Wang, S.R. Domingue, D.H. Martz, B.M. Luther, Y. Liu, J.J. Rocca, *Opt. Lett.* **35**, 2317 (2010)
13. T. Mocek, S. Sebban, G. Maynard, Ph. Zeitoun, G. Faivre, A. Hallou, M. Fajardo, S. Kazamias, B. Cros, D. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 173902 (2005)
14. E. Oliva, Ph. Zeitoun, M. Fajardo, G. Lambert, D. Ros, S. Sebban, P. Velarde, *Phys. Rev. A* **84**, 13811 (2011)
15. A. Klisnick, J. Kubal, D. Ros, R. Smith, G. Jamelot, C. Chénais-Popovics, R. Keenan, S.J. Topping, C.L.S. Lewis, F. Strati, G.J. Tallents, D. Neely, R. Clarke, J. Collier, A.G. MacPhee, F. Bortolotto, P.V. Nickles, K.A. Janulewicz, *Phys. Rev. A* **65**, 033810 (2002)
16. T. Mocek, S. Sebban, I. Bettaibi, L.M. Upcraft, P. Balcou, P. Breger, P. Zeitoun, S. Lepape, D. Ros, A. Klisnick, A. Carillon, G. Jamelot, B. Rus, J.-F. Wyart, *Appl. Phys. B* **78**, 939–944 (2004)
17. P.B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993)
18. S. Kazamias, D. Douillet, F. Weihe, C. Valentin, A. Rousse, S. Sebban, G. Grillon, F. Auge, D. Hulin, Ph. Balcou, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 193901 (2003)
19. H. Merdji, J.-F. Hergott, M. Kovacev, E. Priori, P. Salieres, B. Carre, *Laser Part Beams*, **22**, 275–278 (2004).
20. S. Dobosz, H. Stabile, A. Tortora, P. Monot, F. Reau, M. Bougeard, H. Merdji, B. Carre, Ph. Martin, D. Joyeux, D. Phalippou, F. Delmotte, J. Gautier, R. Mercier, *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 113102 (2009)
21. S. Kazamias, F. Weihe, D. Douillet, C. Valentin, T. Planchon, S. Sebban, G. Grillon, F. Auge, D. Hulin, Ph. Balcou, *Eur. Phys. J. D* **21**, 353 (2002)
22. N. Bloembergen, *Nonlinear Optics* (Benjamin, New York, 1965)
23. S.V. Fomichev, P. Berger, B. Carre, P. Agostini, D.F. Zaretsky, *Laser Phys.* **12**, 383–388 (2002)
24. J.B. Bertrand, H.J. Wörner, H.C. Bandulet, E. Bisson, M. Spanner, J.C. Kieffer, D.M. Villeneuve, P.B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 023001 (2011)
25. A. Ozawa, A. Vernaleken, W. Schenneider, I. Gotlibovich, Th. Udem, T.W. Hansch, *Opt. Express* **16**, 6233 (2008)
26. B. Zielbauer, D. Zimmer, J. Habib, O. Guilbaud, S. Kazamias, M. Pittman, D. Ros, *Appl. Phys. B* **100**, 731–736 (2010)
27. [http://www.nist.gov/pml/div685/grp07/al\\_detector.cfm](http://www.nist.gov/pml/div685/grp07/al_detector.cfm)
28. N.P. Delone, V.P. Krainov, *Phys. Usp* **41**, 469 (1998)
29. B. Cros, T. Mocek, I. Bettaibi, G. Vieux, M. Farinet, J. Dubau, S. Sebban, G. Maynard, *Phys. Rev. A* **73**, 033801 (2006)
30. V.J. Vlcek, *Phys. D* **22**, 623 (1989)
31. M.G. Kapper, J.L. Cambier, *J. Appl. Phys.* **109**, 113308 (2011)
32. D.H. Reitze, S. Kazamias, F. Weihe, G. Mullot, D. Douillet, F. Aug, O. Albert, V. Ramanathan, J.P. Chambaret, D. Hulin, P. Balcou, *Opt. Lett.* **29**, 86–88 (2004)
33. S. Kazamias, S. Daboussi, O. Guilbaud, K. Cassou, D. Ros, B. Cros, G. Maynard, *Phys. Rev. A* **83**, 063405 (2011)

# Diagnosis of energy transport in iron buried layer targets using an extreme ultraviolet laser

M. Shahzad,<sup>1</sup> O. Culfa,<sup>1</sup> A. K. Rossall,<sup>1</sup> L. A. Wilson,<sup>2</sup> O. Guilbaud,<sup>3</sup> S. Kazamias,<sup>3</sup> O. Delmas,<sup>3</sup> J. Demailly,<sup>3</sup> A. Maitrallain,<sup>3</sup> M. Pittman,<sup>4</sup> E. Baynard,<sup>4</sup> M. Farjardo,<sup>5</sup> and G. J. Tallents<sup>1</sup>

<sup>1</sup>York Plasma Institute, The University of York, York YO10 5DQ, United Kingdom

<sup>2</sup>Central Laser Facility, STFC Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire OX11 0QX, United Kingdom

<sup>3</sup>Laboratoire de Physique de Gaz et des Plasmas, UMR 8578 CNRS, Orsay, France

<sup>4</sup>LASERIX, Centre Laser de l'Université Paris Sud, Fédération Lumière-Matière, FR2764, 91405 Orsay Cedex, France

<sup>5</sup>Centro de Física de Plasmas, Instituto Superior Técnico, Av. Rovisco Pais 1, 1049-001, Lisbon, Portugal

(Received 16 December 2014; accepted 9 February 2015; published online 20 February 2015)

We demonstrate the use of extreme ultra-violet (EUV) laboratory lasers in probing energy transport in laser irradiated solid targets. EUV transmission through targets containing a thin layer of iron (50 nm) encased in plastic (CH) after irradiation by a short pulse (35 fs) laser focussed to irradiances  $3 \times 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$  is measured. Heating of the iron layer gives rise to a rapid decrease in EUV opacity and an increase in the transmission of the 13.9 nm laser radiation as the iron ionizes to  $\text{Fe}^{5+}$  and above where the ion ionisation energy is greater than the EUV probe photon energy (89 eV). A one dimensional hydrodynamic fluid code HYADES has been used to simulate the temporal variation in EUV transmission (wavelength 13.9 nm) using IMP opacity values for the iron layer and the simulated transmissions are compared to measured transmission values. When a deliberate pre-pulse is used to preform an expanding plastic plasma, it is found that radiation is important in the heating of the iron layer while for pre-pulse free irradiation, radiation transport is not significant.

© 2015 AIP Publishing LLC. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4913357>]

## I. INTRODUCTION

When a high power laser pulse of duration  $>100$  fs irradiates a solid target, most of the laser energy is directly absorbed in expanding plasma at densities typically  $10^{-2}$ – $10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$  as the laser light only penetrates up to the critical electron density. With ultra-short duration ( $<100$  fs) laser pulses, deliberate or inadvertent pre-pulses create a similar expanding plasma with which most of the laser energy interacts. In laser-produced plasmas, the absorbed energy generally needs to be transported to the solid surface through expanding plasma of rapidly increasing density in order to contribute to heating and ablation of the remaining solid target. The energy can move via hot (superthermal) electrons produced in the interaction process, thermal electron conduction, and by radiation emission from the hot sub-critical density plasma. As the laser absorption, thermal conduction, radiation emission and absorption all depend on electron temperature, energy transport mechanisms interact together creating a non-linear problem with many uncertain parameters, such as the rate of flux-limited thermal conduction<sup>1–4</sup> and the radiative opacity of material.<sup>5–7</sup>

Thermal energy conduction in near-uniform plasmas where the mean free path between collisions is much smaller than changes in the plasma density or temperature are modelled well using Spitzer-Harm conductivity.<sup>8</sup> However, between the critical density surface and ablation surface in a laser-produced plasma, gradients are steep and the Spitzer conductivity significantly over-estimates heat conduction. An upper limit on the heat transport flux  $Q$  is often estimated

by assuming that the flow rate  $Q_f$  of thermal energy  $n_e k T_e$  occurs at rate  $f n_e k T_e v_{th}$ , where  $n_e$  is the electron density,  $k T_e$  is the electron temperature,  $v_{th}$  is the average thermal velocity and  $f$  is known as the flux limiter. In many simulations,  $f$  is a free parameter with values of typically 0.03–0.15 and is used to obtain agreement of experimentally measured quantities such as ablation rates with simulations. Fokker-Planck codes calculating electron distribution functions in steep gradients have shown that flux limiter  $f$  values of approximately 0.1 are often appropriate.<sup>9</sup> If the Spitzer-Harm energy transport is  $Q_{SH}$ , the total flux of heat transport  $Q$  is usually obtained in simulations using

$$Q^{-1} = Q_f^{-1} + Q_{SH}^{-1}. \quad (1)$$

Solid targets with a buried layer of a signature material have been used to measure plasma conditions of the buried material.<sup>10–12</sup> Similarly, the heating of the buried layer enables measurement of the energy transport into the target.<sup>13</sup> Emission or impurity absorption spectroscopy can deduce the temperatures and densities of the buried layer.<sup>14,15</sup> We have shown that probing a target with a thin layer of iron in an otherwise plastic target with an extreme ultra violet (EUV) laser backlighter enables a sensitive measurement of the heat flow to the iron.<sup>16</sup> Un-ionised iron is highly opaque to EUV light, but ionised iron becomes transparent when significant populations of  $\text{Fe}^{5+}$  ions are present where the ionisation energy (99 eV) is greater than the EUV photon energy (89 eV in our case). For this paper, we present EUV transmission measurements where the target was irradiated

with a controlled pre-pulse causing production of a large coronal plasma soft x-ray emission and a controlled density profile for interaction of a short pulse (35 fs) at irradiances  $3 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ . With a pre-pulse, comparisons of our EUV transmission results with simulation show that radiation heating dominates the target energy transport and hot electron heating has little effect, while similar experiments without a pre-pulse show that hot electron heating is important.

The EUV laser backlighter is created by irradiating a solid target with a  $4 \times 10^9 \text{ Wcm}^{-2}$  line focus prepulse. The pre-pulse produces an expanding plasma into which a pumping laser of irradiance  $2 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$  pulse is incident at a  $20^\circ$  grazing-incidence angle. For our experiments, lasing occurs with Ni-like silver lines at 13.9 nm (photon energy 89 eV) with pulses of duration 3 ps and EUV irradiances  $>10^{10} \text{ Wcm}^{-2}$ . For a description of the EUV laser, see Delmas *et al.*<sup>17</sup>

## II. EXPERIMENT

The targets were irradiated by p-polarized light of 35 fs duration at  $3 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$  and a 35 fs pre-pulse of  $3 \times 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$  20 ps before the main pulse. The laser of wavelength  $0.8 \mu\text{m}$  was focussed to a focal spot diameter of  $\simeq 40 \mu\text{m}$  at a range of angles of incidence  $18^\circ$ – $33^\circ$ . The targets comprised 39 nm frontside and 207 nm rearside parylene-N layers encasing a buried 50 nm thick iron layer.

The EUV laser was timed to probe the irradiated target at various times before and after the 35 fs main pulse was incident. An EUV imaging system (see Figure 1) recorded the spatial variation of the transmitted 13.9 nm laser radiation, enabling the extra transmission occurring due to the

iron heating in the 35 fs laser focal region to be measured (see Figure 2).

The transmission,  $T$  of the 13.9 nm x-ray laser through the buried layer is related by Beer's law to density  $\rho$  and opacity  $\sigma$  in the target by

$$T = \frac{I}{I_0} = \exp\left(-\int \rho \sigma dx\right), \quad (2)$$

where  $I$  is the intensity of the EUV laser pulse that has passed through the buried layer target and  $I_0$  is the EUV intensity incident onto the target deduced from the transmission through an area of unheated target. The integration with respect to  $x$  is through the target thickness. Examples of the experimentally measured transmission of the target at 13.9 nm as a function of time are shown in Figure 3 for an angle of incidence of  $18^\circ$ . Similar temporal variations of transmission were found to occur at varying laser angles of incidences from  $18^\circ$  to  $33^\circ$ . Imaging from the backside of the buried sample enabled the heated region transmission to be compared to the cold unchanged sample.<sup>16</sup>

A diode array placed at angle of  $35^\circ$  from the target normal housed 4 diodes with filters of varied thickness, each recording a spectral region of the hot electron bremsstrahlung emission. Hot electron temperatures  $\simeq 30$ – $50 \text{ keV}$  were measured.<sup>19,20</sup> To investigate whether the iron buried layer is heated by the EUV laser, a target was sequentially irradiated by 50 EUV laser shots without any infra-red laser irradiation. The transmitted EUV laser radiation remained approximately constant at a value consistent with the solid transmission of the target at 13.9 nm and there was no evidence of target damage. The bright region of Figure 2 corresponds to

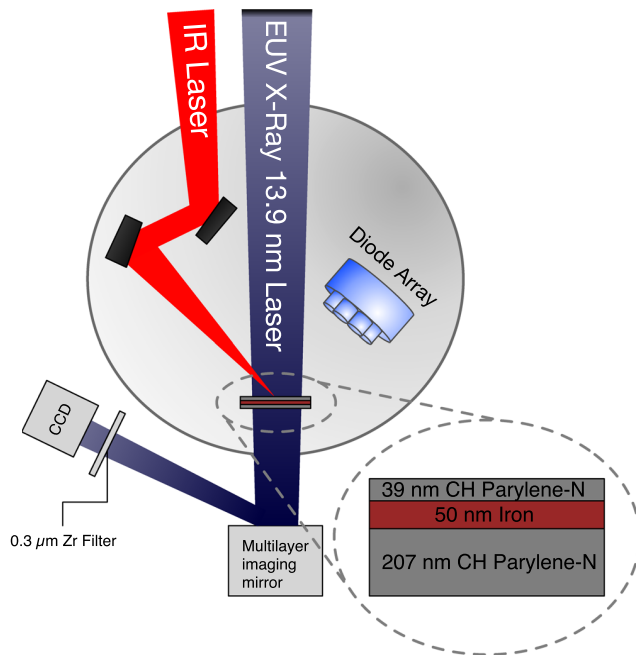


FIG. 1. Experiment layout with a  $3 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$  laser and 10% prepulse incident upon a buried 50 nm iron layer encased in 39–207 nm parylene-N layers. Transmission through the iron layer was measured using an EUV laser back-lighter. A filtered x-ray diode array was used to determine hot electron temperatures.

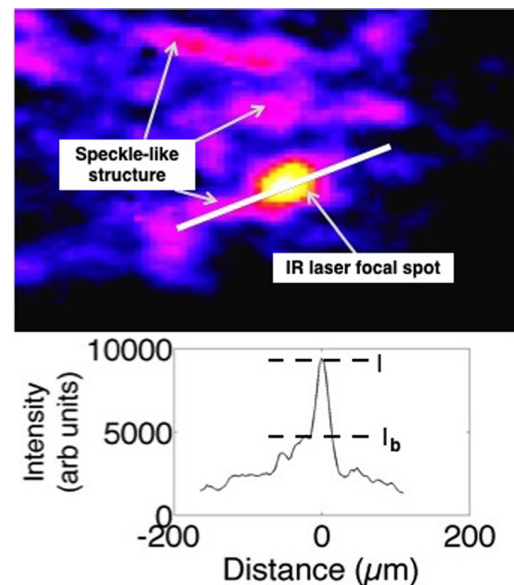


FIG. 2. Transmission image of the EUV laser with the heating laser incident on the buried layer target (as labelled). The EUV laser coherence caused speckle-like structures, typical of short duration ASE soft x-ray laser.<sup>18</sup> The solid white line out across the focal spot shows an increased EUV transmission,  $T$  from the heated iron plasma with  $I_b$  representing the transmission through the unheated solid target).

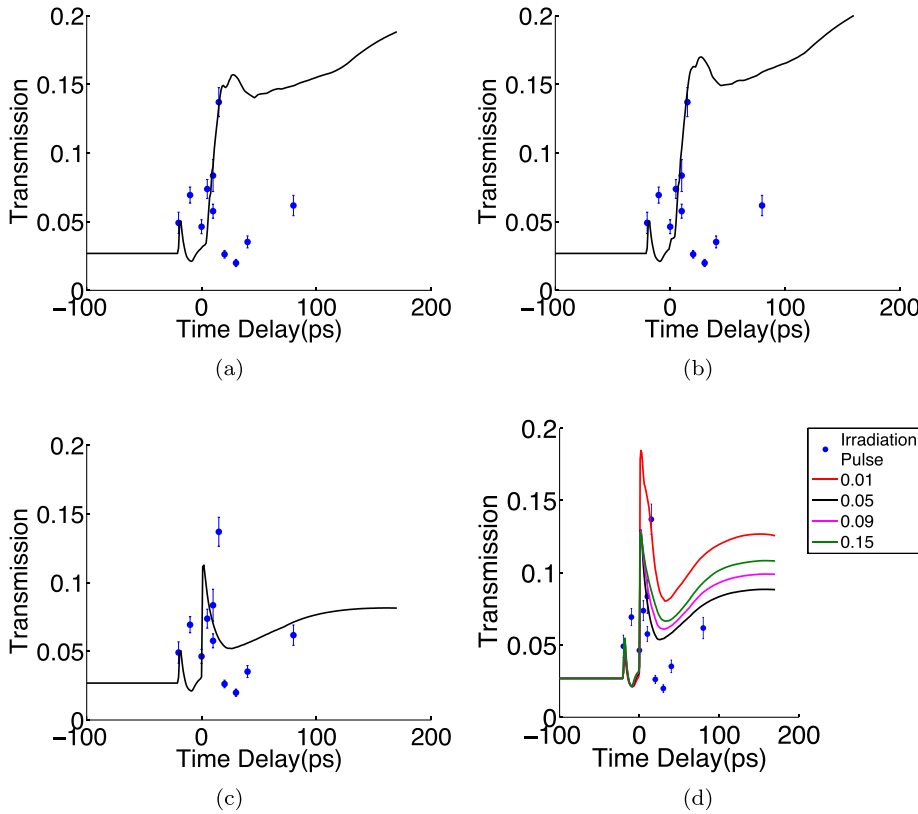


FIG. 3. Experimentally measured transmitted EUV laser light through irradiated targets as a function of time (relative to the peak of the irradiating pulse) overlaid with HYADES transmission simulations such that (a) radiation and hot electron heating are turned off, (b) radiation heating is turned off, but hot electron heating is turned on, (c) radiation heating is turned on, hot electron heating is turned off, (d) radiation and hot electron heating are turned on for a range of flux limiter values as labelled. The heating laser irradiation peaking at  $3 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$  was incident at  $18^\circ$  with respect to the target normal and 10% of the laser energy is assumed absorbed as hot electron heating.

enhanced EUV laser transmission as the plasma emission over the detection bandwidth is negligible.

### III. ANALYSIS AND RESULTS

The one dimensional Lagrangian hydrodynamic fluid code HYADES<sup>21</sup> was used to simulate the infra-red laser interaction with the buried layer target. Hot electron heating, radiation transport, flux limited thermal conduction (see Eq. (1)) and resonance absorption heating were modelled in the code. The hot electron heating of the target was taken into account by depositing a nominal (typically 10%) fraction of the laser energy into the target, distributed according to the mass density of the target.<sup>22</sup> Radiation transport is modelled using a multigroup diffusion method. The simulations shown in Figure 4 incorporated 100 multigroups with photon energies ranging between 0.01 and 40 keV. To simulate electron heat conduction, the code used the flux limited diffusion approach with a parameter scan for a range of flux limiter values. The HYADES predictions for density and temperature (see Figure 4) were post-processed using IMP opacities<sup>23</sup> to deduce the transmission of the 13.9 nm radiation through the target<sup>16</sup> (see Figure 3). When thermal energy transport mechanisms are turned off the front mesh zone of the iron buried layer reaches electron temperatures  $\simeq 200 \text{ eV}$  (see Figure 4(b)). However, when radiation transport and hot electron heating are turned on HYADES predicts a lower electron temperature of  $\simeq 55 \text{ eV}$  (see Figure 4(a)). Our modelling shows that the lower temperature with radiation transport and hot electron heating arises due to enhanced thermal energy transport into the target after the laser pulse. This is enabled by a small increase of electron temperature in the

material between the critical density and ablation surface arising from the additional heating during the pulse.

The simulations best fit the experimentally measured 13.9 nm transmission when radiation transport is switched on, but hot electron heating (with energy fraction dumped in the target proportional to mass up to 10% as envisaged to be feasible<sup>22</sup>) has a negligible effect on the simulated transmission (see Figure 3). Simulations with a flux limiter of approximately 0.05 were found to produce EUV transmission through the targets comparable to the experimental transmission profiles (see Figure 3(d)). Using the centre for x-ray optics (CXRO) values for material transmission at room temperature predicts a similar transmission of the target (0.04) as we measured experimentally ( $0.05 \pm 0.01$ ). Without a deliberate pre-pulse, the experimentally measured EUV transmissions show that radiation transport has a less significant effect on the buried iron layer transmission (see Figure 5).

For hot electron temperatures  $> 10 \text{ keV}$ , hot electron absorption within the iron layer is low ( $\leq 0.01$ , see Figure 6(a)), while radiation absorption is high (see Figure 6(b)). The absorption,  $A$  of electron kinetic energy,  $E$  in Figure 6(a) is calculated for solid, room temperatures iron using

$$A = 1 - \exp(-\sigma_{av}(T_e)\rho\Delta x), \quad (3)$$

where  $\sigma_{av}(T_e)$  is the photon averaged solid iron absorption coefficient for temperature  $T_e$ . Hot electrons deposit their energy during the 35 fs main laser pulse, so the iron layer is solid and cold during the hot electron heating. Figure 6(b) shows values of radiation absorption within the 50 nm iron layer calculated using the IMP,<sup>23</sup> TOPS,<sup>24</sup> and Propaceos<sup>25</sup>



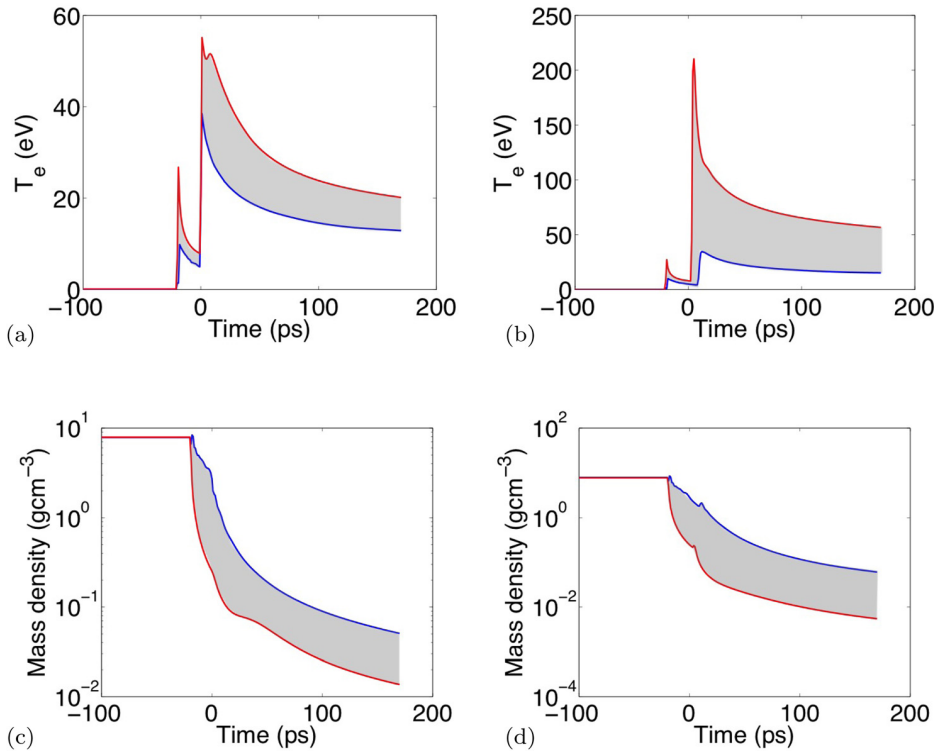


FIG. 4. HYADES simulated electron temperatures,  $T_e$  and mass densities  $\rho$  as a function of time for the front (red) and rear (blue) mesh zones of the buried iron layer. The simulation used a flux limiter of 0.05 and the angle of incidence was set to  $18^\circ$  with respect to target normal. In the HYADES simulations, the prepulse arrives 20 ps prior to the main pulse. Figures (a) and (c) show temperature and density conditions for the iron buried layer when all energy transport mechanisms are turned on. Figures (b) and (d) show temperature and density profiles when radiation transport and hot electron heating are turned off.

codes for conditions (see Figure 4) when the iron layer has been heated to a maximum temperature  $\approx 30$  eV and some expansion of the iron layer has occurred so the density  $\rho \approx 2$  gcm $^{-3}$ . For comparison, the solid, room temperature absorption in the iron layer, and the values of the opacity assumed in the HYADES radiation hydrodynamics code are also plotted in Figure 6(b). Due to the multigroup diffusion model of radiation transport in HYADES, the opacity at photon energies  $< 100$  eV is assumed constant and underestimates the opacities for photon energies  $< 30$  eV (see Figure 6(b)). This does not affect modelling of the radiation heating of the iron layer as the parylene-N overlay strongly absorbs photons of

energy  $< 30$  eV and the radiation does not penetrate to the iron layer.

The large expanding coronal plasma produced with the pre-pulse incident 20 ps before the main pulse reaches peak temperatures of  $\approx 25$  eV and consequently radiates significant radiation in the 50–200 eV photon energy range. Figure 6(b) shows that this radiation is absorbed strongly in the buried iron layer and acts to heat the iron alongside thermal conduction. Our simulations (Figure 3) show that turning off radiation transfer in the HYADES code makes it impossible to obtain simulated EUV laser transmission values in agreement with the experimentally measured values. However, without a pre-pulse, the expanding coronal plasma size is much smaller and has a much smaller heating effect on the iron layer with a consequent much smaller effect on the EUV laser transmission (Figure 5).

Figures 6(b) and 6(c) show that at the probing radiation photon energy (89 eV), different opacity models agree reasonably well with the IMP opacity used for the evaluation of the EUV transmission. However, there are absorption lines centred at nearby photon energies arising from  $\text{Fe}^{6+}$  and  $\text{Fe}^{7+}$  ions (90–100 eV)<sup>26</sup> and  $\text{Fe}^{7+}$  (70–85 eV)<sup>27</sup> which may affect the absorption at 89 eV. A 70–85 eV absorption peak can be clearly seen in Figure 6(c) for the Propaceos and TOPS opacities but is not seen as prominently in the IMP or the HYADES code opacities. Increasing the opacity for the plasma conditions found at time 20 ps, i.e., (temperatures close to 20 eV and densities close to  $\rho \approx 0.3$  gcm $^{-3}$ , see Figure 4) in post-processor modelling of the transmission of the 89 eV radiation from  $\approx 6 \times 10^4$  cm $^2$ g $^{-1}$  to  $\approx 1.1 \times 10^5$  cm $^2$ g $^{-1}$  gives a significantly better agreement of the modelled transmission with our experimental transmissions (Figure 7).

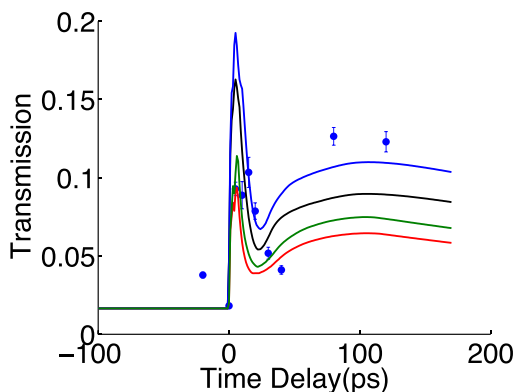
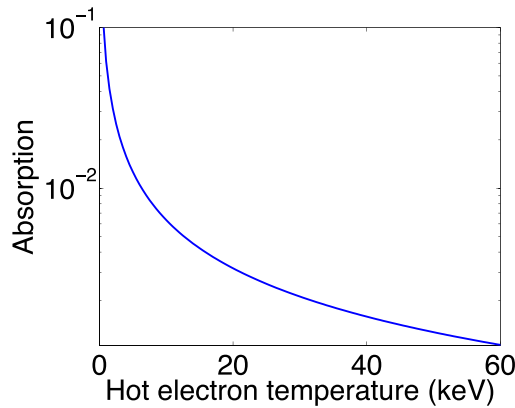
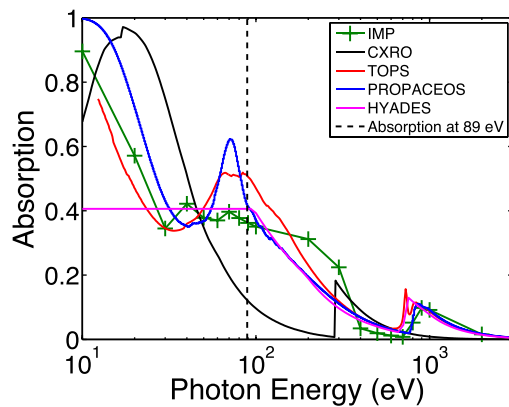


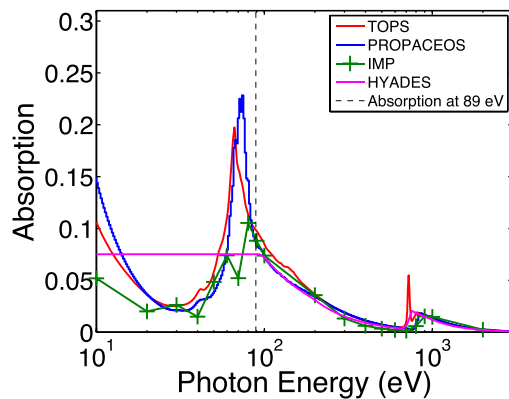
FIG. 5. The transmission of the EUV laser through the buried iron layer without a prepulse. In the superimposed HYADES simulations, the blue curve indicates radiation transport is off and hot electron is on, the black curve shows radiation transport and hot electron heating are both on, the green curve shows radiation transport and hot electron heating are both off, while the red curve shows radiation transport is on and hot electron transport is off. The flux limiter is set at 0.05.



(a)



(b)



(c)

FIG. 6. (a) Relative hot electron absorption as a function of hot electron temperature in the iron layer. (b) and (c) Radiation absorption as a function of photon energy for the 50 nm thick iron layer utilised in the experiments. The radiation absorption is calculated using IMP, TOPS, Propaceos, and the HYADES in-line opacity models for iron at an electron temperature and density of (b) 30 eV and  $2 \text{ g cm}^{-3}$  and (c) 20 eV and  $0.3 \text{ g cm}^{-3}$ . The black line in (b) indicates the absorption of the 50 nm iron layer at solid density and room temperature using the CXRO<sup>28</sup> filter transmission data.

The opacity increase was implemented by increasing the 20 eV,  $0.3 \text{ g cm}^{-3}$  opacity value in a look-up table used to post-process the 89 eV transmission to  $\approx 1.1 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  and leaving other IMP opacity values spaced at 10 eV and  $0.1 \text{ g cm}^{-3}$  intervals unaffected. There is recent evidence that opacity values for iron may be systematically underestimated in opacity simulations.<sup>29</sup>

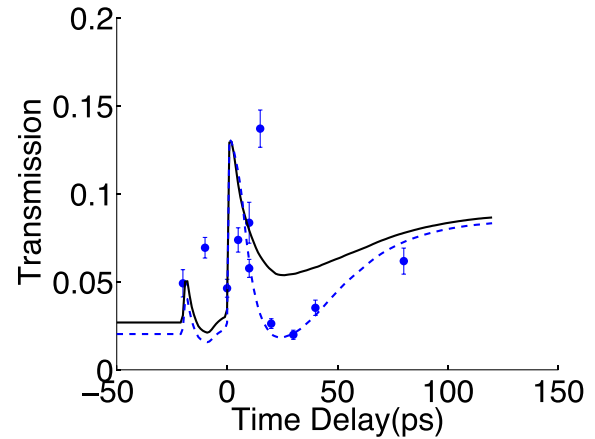


FIG. 7. Simulated transmission of 89 eV radiation through the buried iron layer targets as a function of time superimposed on the experimentally measured values. Results using IMP opacities (solid black curve) and a modified opacity (dashed blue curve) are shown. The modified opacity increased opacity for iron conditions close to 20 eV and  $0.3 \text{ g cm}^{-3}$  from  $\approx 6 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  to  $\approx 1.1 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . The transmission profiles are simulated with a flux limiter value of 0.05 and hot electron energy dump of 10% with the infra-red laser incident at  $18^\circ$  to target normal.

#### IV. CONCLUSION

Targets containing a thin layer of iron (50 nm thick) encased in plastic have been irradiated by a short pulse (35 fs) laser focussed to irradiances  $3 \times 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$ . Probing by an extreme ultraviolet (EUV) laser at wavelength 13.9 nm has enabled a measurement of the transmission of the targets which is dominated by the transmission of the iron layer. The iron layer opacity drops significantly when iron is heated and ionized to  $\text{Fe}^{5+}$  and above where the ionisation energy is greater than the photon energy of radiation (89 eV). One dimensional fluid modelling with an opacity post-processor has shown that with a pre-pulse at level of 10% of the irradiance timed 20 ps before the main pulse, radiation heating from the emission of coronal plasma dominates the energy transport to the buried iron layer. Without a pre-pulse, radiation heating of the target is not significant. Our work illustrates the complex interplay between radiation, hot electrons and thermal electrons in heat transfer into solid targets during laser irradiation and shows that it is important to benchmark simulation codes with experimental measurements to enable the contributions from different energy transport mechanisms to be evaluated. Our work suggests that the opacity of iron at 89 eV for electron temperature 20 eV and  $0.3 \text{ g cm}^{-3}$  is higher than calculated by some models with a value  $\approx 1.1 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ .

#### ACKNOWLEDGMENTS

Authors M.S. and G.J.T. acknowledge funding support from AWE and EPSRC. M.F. would like to acknowledge support from Fundao Cincia e Tecnologia through PTDC/FIS/112392/2009 and IF/0122/2013. We are grateful to Professor S. J. Rose for the supply of IMP opacity data. We thank Professor N. C. Woolsey and Dr. J. Pasley for access to Propaceos and HYADES Cascade Applied Sciences Inc. codes.

<sup>1</sup>R. C. Malone, R. L. McCrory, and R. L. Morse, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 721–724 (1975).

- <sup>2</sup>J. F. Luciani, P. Mora, and J. Virmont, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1664–1667 (1983).
- <sup>3</sup>K. Mima, H. A. Baldis, A. Nishiguchi, H. Takabe, and C. Yamanaka, *Laser Plasma Theory and Simulation* (Harwood Academic Publishers, 1994).
- <sup>4</sup>W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Westview Press, 2003).
- <sup>5</sup>K. Eidmann, *Laser Particle Beams* **12**, 223–244 (1994).
- <sup>6</sup>J. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933–4024 (1995).
- <sup>7</sup>S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford Sciences Publications, 2004).
- <sup>8</sup>L. Spitzer and R. Härm, *Phys. Rev.* **89**, 977–981 (1953).
- <sup>9</sup>A. R. Bell, R. G. Evans, and D. J. Nicholas, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 243–246 (1981).
- <sup>10</sup>M. H. Edwards, D. Whittaker, P. Mistry, N. Booth, G. J. Pert, G. J. Tallents, B. Rus, T. Mocek, M. Koslová, C. McKenna, A. Delserieys, C. L. S. Lewis, M. Notley, and D. Neely, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 035001 (2006).
- <sup>11</sup>K. B. Wharton, S. P. Hatchett, S. C. Wilks, M. H. Key, J. D. Moody, V. Yanovsky, A. A. Offenberger, B. A. Hammel, M. D. Perry, and C. Joshi, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 822–825 (1998).
- <sup>12</sup>J. Edwards, M. Dunne, D. Riley, R. Taylor, O. Willi, and S. J. Rose, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3780–3783 (1991).
- <sup>13</sup>G. J. Tallents, M. H. Key, P. Norreys, D. Brown, J. Dunn, and H. Baldis, *Phys. Rev. A* **40**, 2857–2859 (1989).
- <sup>14</sup>M. Shahzad, G. J. Tallents, A. B. Steel, L. Hobbs, D. J. Hoarty, and J. Dunn, *Phys. Plasmas* **21**, 082702 (2014).
- <sup>15</sup>K. Eidmann, U. Andiel, F. Pisani, P. Hakel, R. C. Mancini, G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, and K. Witte, *JQSRT* **81**, 133–146 (2003).
- <sup>16</sup>L. A. Wilson, G. Tallents, J. Pasley, D. S. Whittaker, S. J. Rose, O. Guilbaud, K. Cassou, S. Kazamias, S. Daboussi, M. Pittman, O. Delmas, J. Demailly, O. Neveu, and D. Ros, *Phys. Rev. E* **86**, 026406 (2012).
- <sup>17</sup>O. Delmas, M. Pittman, K. Cassou, O. Guilbaud, S. Kazamias, G. V. Cojocar, O. Neveu, J. Demailly, E. Baynard, D. Ursescu, and D. Ros, *Opt. Lett.* **39**, 6102–6105 (2014).
- <sup>18</sup>O. Guilbaud, A. Klisnick, K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, G. Jamelot, D. Joyeux, and D. Phalippou, *Europhys. Lett.* **74**, 823–829 (2006).
- <sup>19</sup>O. Culfa, Ph.D. thesis “Measurements of hot electron spectra from high irradiance laser plasmas,” (2014).
- <sup>20</sup>G. J. Tallents, M. Shahzad, A. Rossall, O. Guilbaud, S. Kazamas, M. Pittman, K. Cassou, J. Demailly, O. Delmas, A. Mestrallain, V. Aslanyan, O. Culfa, L. Wilson, M. Farjardo, and D. Ros, *Proc. SPIE* **8849**, 884911 (2013).
- <sup>21</sup>J. T. Larsen and S. M. Lane, *J. Quant Spectrosc. Radiat. Transfer* **51**, 179–186 (1994).
- <sup>22</sup>M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan, K. G. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, E. A. Henry, D. E. Hinkel, J. D. Kilkenny, J. A. Koch, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, B. J. MacGowan, A. MacKinnon, J. D. Moody, M. J. Moran, A. A. Offenberger, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. J. Phillips, T. C. T. C. Sangster, M. S. Singh, M. A. Stoyer, M. Tabak, G. L. Tietbohl, M. Tsukamoto, K. Wharton, and S. C. Wilks, *Phys. Plasmas* **5**, 1966–1972 (1998).
- <sup>23</sup>S. J. Rose, *J. Phys. B: Atom., Mol. Opt. Phys.* **25**, 1667–1681 (1992).
- <sup>24</sup>J. Abdallah, Jr. and R. E. H. Clark, “Tops: A multigroup opacity code (No. LA-10454),” Los Alamos National Lab., NM (USA) (1985).
- <sup>25</sup>J. J. MacFarlane, I. E. Golovkin, and P. R. Woodruff, *JQSRT* **99**, 381–397 (2006).
- <sup>26</sup>G. Winhart, K. Eidmann, C. A. Iglesias, and A. Bar-Shalom, *Phys. Rev. E* **53**, R1332(R) (1996).
- <sup>27</sup>B. C. Fawcett and R. D. Cowan, *Solar Phys.* **31**, 339–341 (1973).
- <sup>28</sup>B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, *Atom. Data Nuclear Data Tables* **54**, 181–342 (1993).
- <sup>29</sup>J. E. Bailey, T. Nagayama, G. P. Loisel, G. A. Rochau, C. Blancard, J. Colgan, Ph. Cosse, G. Faussurier, C. J. Fontes, F. Gilleron, I. Golovkin, S. B. Hansen, C. A. Iglesias, D. P. Kilcrease, J. J. MacFarlane, R. C. Mancini, S. N. Nahar, C. Orban, J.-C. Pain, A. K. Pradhan, M. Sherrill, and B. G. Wilson, *Nature* **517**, 56–59 (2015).

# Energy transport in short-pulse-laser-heated targets measured using extreme ultraviolet laser backlighting

L. A. Wilson,<sup>1,\*</sup> G. J. Tallents,<sup>1</sup> J. Pasley,<sup>1</sup> D. S. Whittaker,<sup>1</sup> S. J. Rose,<sup>2</sup> O. Guilbaud,<sup>3</sup> K. Cassou,<sup>3</sup> S. Kazamias,<sup>3</sup> S. Daboussi,<sup>3</sup> M. Pittman,<sup>3</sup> O. Delmas,<sup>3</sup> J. Demailly,<sup>3</sup> O. Neveu,<sup>3</sup> and D. Ros<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*York Plasma Institute, The Department of Physics, The University of York, York YO10 5DQ, UK*

<sup>2</sup>*Imperial College London, South Kensington Campus, London SW7 2AZ, UK*

<sup>3</sup>*LASERIX, Université Paris-Sud, Campus de l'ENSTA, Chemin de la Hunière, F-91761 PALAISEAU Cedex, France.*

(Received 13 December 2011; revised manuscript received 26 June 2012; published 28 August 2012)

The accurate characterization of thermal electron transport and the determination of heating by suprathermal electrons in laser driven solid targets are both issues of great importance to the current experiments being performed at the National Ignition Facility, which aims to achieve thermonuclear fusion ignition using lasers. Ionization, induced by electronic heat conduction, can cause the opacity of a material to drop significantly once bound-free photoionization is no longer energetically possible. We show that this drop in opacity enables measurements of the transmission of extreme ultraviolet (EUV) laser pulses at 13.9 nm to act as a signature of the heating of thin (50 nm) iron layers with a 50-nm thick parylene-N (CH) overlay irradiated by 35-fs pulses at irradiance  $3 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ . Comparing EUV transmission measurements at different times after irradiation to fluid code simulations shows that the target is instantaneously heated by hot electrons (with approximately 10% of the laser energy), followed by thermal conduction with a flux limiter of  $\approx 0.05$ .

DOI: [10.1103/PhysRevE.86.026406](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.86.026406)

PACS number(s): 52.57.-z, 42.55.Vc, 52.38.Mf

## I. INTRODUCTION

Current inertial confined fusion (ICF) experiments use optical lasers to initiate nuclear fusion in a small fuel pellet with the inertia of the fuel mass providing confinement. The National Ignition Facility (NIF) is utilizing 192 lasers to produce ignition of the fuel using an “indirect” drive [1,2], while other laboratories are pursuing a “direct” drive approach which may be needed for commercial energy production [3]. In direct drive ICF, symmetric laser irradiation of a spherical shell containing deuterium and tritium is engineered so that the ablation of the shell material causes a momentum-conserving implosion of the deuterium and tritium via a series of shock waves. The efficiency of direct drive ICF is highly dependent on the energy flow from the region where the laser energy is deposited, to the ablation surface [4]. In indirect drive ICF, the spherical shell with deuterium and tritium is contained within a “hohlraum” cavity and the cavity walls are heated by lasers to produce x rays which uniformly ablate the shell material to produce an implosion of the deuterium and tritium [5] via a series of coalescing shocks. Understanding the heating of the cavity walls to produce x rays is particularly important towards the end of the laser pulse when a final shock wave is driven to compress the fuel to ignition and a significant buildup of plasma expanding from the hohlraum wall means the laser energy can be absorbed away from the wall.

In experiments where high power optical laser pulses are focused onto a solid target, the laser typically interacts via inverse bremsstrahlung and collective processes with lower density plasma expanding away from the target surface as laser light only penetrates through an expanding plasma plume up to the critical electron density. The critical electron number density  $n_c$  has a value  $\frac{10^{21}}{\lambda^2} \text{ cm}^{-3}$  where the laser wavelength is

measured in microns and is, consequentially, found at a mass density typically a factor  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  smaller than the solid density. There are steep density and temperature gradients from the hot ( $>100 \text{ eV}$ ) critical density surface to an ablation surface where cooler, denser material is being heated by thermal conduction.

As well as absorption by inverse bremsstrahlung and by collective processes such as resonance absorption [6], additional processes such as stimulated Raman scattering and stimulated Brillouin scattering can occur near the critical density [7]. Absorption was found to vary between  $A \approx 40\%$  at long wavelengths increasing to  $\approx 80\%$  at shorter wavelengths ( $\lambda < 1 \mu\text{m}$ ) at the irradiance and nanosecond pulse lengths of interest for ICF ( $10^{14}$ – $10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ ) [3,8]. At shorter femtosecond-picosecond pulse lengths, absorption is typically  $A \approx 30\%$ . Resonance absorption can be strongly dependant on the angle of incidence of the heating pulse, particularly with short pulse irradiation on a steep density gradient [9,10]. The collective processes (e.g., resonance absorption, stimulated Raman scatter, and stimulated Brillouin scatter) may produce suprathermal electrons with much larger energies than the energies of the surrounding thermal electrons. Such high energy electrons often penetrate into the solid target and heat it before thermal conduction occurs, which is particularly disadvantageous in ICF as the preheated fuel is more difficult to compress.

The thermal flow rate  $q$  of energy from the critical density surface to the ablation surface in laser-produced plasmas has been shown to deviate significantly from the classical heat flow rate  $q_{SH} = -\kappa \nabla T_e$ , where  $\nabla T_e$  is the electron temperature gradient and  $\kappa$  is the classical plasma thermal conductivity [11]. In fluid code modeling of the steep density and temperature gradient region between the critical and ablation surfaces, it was found that the thermal flow of energy needs to be heuristically adjusted to be less than or equal to a fixed ratio  $f$  (known as the “flux limiter”) of the much

\*law504@york.ac.uk



higher heat flow rate obtained for free-streaming electrons. For electron density  $n_e$  and average electron velocities  $v_e$ , the free-streaming heat flow rate is  $q_{fs} = v_e n_e k T_e$  (where  $k$  is Boltzmann's constant). Early empirical comparisons of fluid simulations with experiments indicated  $f \approx 0.03$ – $0.05$  [12], while Fokker-Planck modeling of the energy flow for realistic gradients suggested  $f \approx 0.1$  [13,14]. Recent work simulating converging shock waves with fluid codes and other experiments relevant to direct drive ICF has revisited the issue of the value of the flux limiter [3,15–17] and the correct value of the flux limiter is an issue in modeling x-ray production from the NIF hohlraum wall in indirect drive [18,19]. The recent integrated experiments at the NIF have made it clear that more extensive benchmarking of the electron transport models employed in the design of ICF targets is necessary to have a satisfactory predictive capability. However, on more complex experiments, such as the implosion and hohlraum energetics experiments being performed at the NIF, it is difficult to resolve the effects of the many different uncertainties that are present. Here, an experimental methodology which enables the effects of electron heat conduction to be measured in a more direct fashion is presented.

In this article, we present measurements of the transmission of an extreme ultraviolet (EUV) laser backlighter of photon energy 89 eV through sample targets with an iron layer (50-nm thick) buried in plastic (50-nm overlay). The 50-nm thick iron layer is highly opaque to the EUV radiation at room temperature (transmission = 0.08), while the plastic overlay is relatively transparent (transmission = 0.85). As energy from the laser is conducted from the lower density absorption region to the high density solid material, the iron layer is heated and ionized. When ionization to  $\text{Fe}^{5+}$  (ionization energy 99.1 eV) occurs, bound-free absorption in the iron is no longer energetically possible, so the iron becomes highly transparent. We show that this switch in the transparency of the iron acts as a direct signature of the heat penetration into the target and enables a measure of the heat flow into the target.

## II. EUV LASERS AND EUV OPACITY

Plasma-based soft x-ray or EUV lasers have produced output in the range 5.9–46.9 nm at well-defined wavelengths with spectral bandwidth  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 10^3$ – $10^4$  [20]. Capillary discharge lasers have output up to 1 mJ per pulse in nanosecond duration output [21] at 46.9 nm, while shorter wavelength lasing down to the soft x ray at 5.9 nm has been observed using visible or infrared lasers as a pump [22]. Population inversions are created by electron collisional pumping to metastable states in Ne-like or Ni-like ions leading to lasing between, respectively,  $3p$ – $3s$  states or  $4d$ – $4p$  states. The efficiency of the shorter wavelength lasers increases significantly using grazing-incidence pumping as the pumping laser energy is efficiently coupled to the optimum plasma density region for gain [23].

Due to their brightness and monochromaticity, plasma-based EUV lasers have been used as backlighters in laser-plasmas experiments to study the imprinting of the Rayleigh-Taylor instability [24,25], to measure the opacity of high energy density plasma material [26], and to measure the laser ablation rate of a target [27]. Careful design is needed to

optimize the targets for each application, but the signature effect on EUV transmission can be large. If EUV interferometry is employed, it has been shown that the refractive index effects associated with photoionization also produce a signature of low level ionization between the critical and ablation surfaces [28]. The signature of a rapid change of opacity with ionization has been used for the measurement of ablation [27] and is employed here to measure heat transport.

Measurements of the EUV absorption of iron plasmas have previously been undertaken using high  $Z$ , quasicontinuum spectrally broad backlighters impinging on radiatively heated iron foils. Examples of these types of experiments have been reported by Da Silva *et al.*, Winhart *et al.*, and Springer *et al.* [29–31]. Measurements of iron absorption at densities of  $\approx 0.01 \text{ g cm}^{-3}$  with measured iron electron temperatures (and photon energies in brackets) of 25 eV ( $50 \text{ eV} \leq h\nu \leq 120 \text{ eV}$ ), 20 eV ( $70 \text{ eV} \leq h\nu \leq 280 \text{ eV}$ ), and 59 eV ( $90 \text{ eV} \leq h\nu \leq 300 \text{ eV}$ ), respectively, have been made. Spectrally broad backlighter measurements are limited at high temperatures and densities as the self-emission from a heated target can overwhelm the backlighter emission.

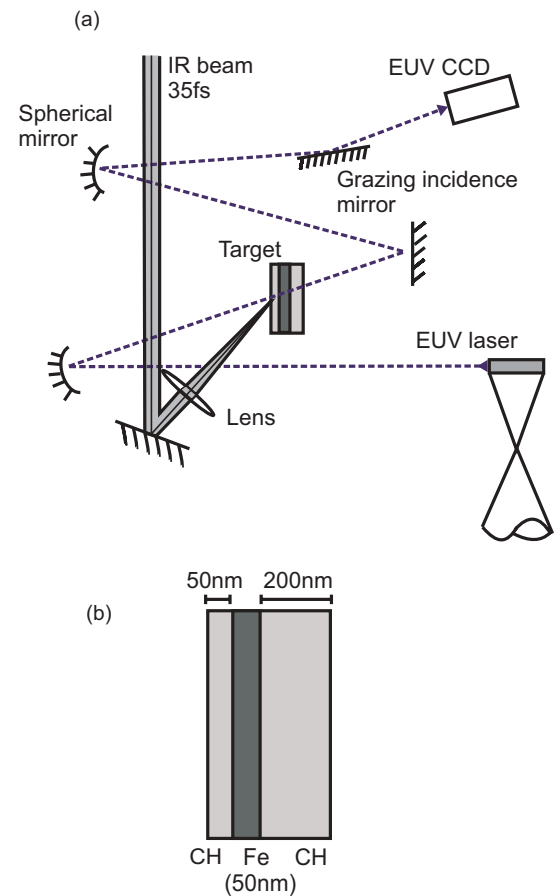


FIG. 1. (Color online) (a) Schematic showing the measurement of EUV laser transmission through a short pulse (35 fs) laser heated iron layer (50 nm) buried in plastic (CH). The EUV laser is focused onto the target and the target EUV transmission is imaged onto a CCD camera. (b) A schematic of the iron buried layer target.

### III. EUV TRANSMISSION MEASUREMENTS

For this experiment, EUV radiation of pulse energy  $\approx 1 \mu\text{J}$  at wavelength 13.9 nm (photon energy 89 eV) from Ni-like silver laser output was produced at the LASERIX facility [32] using grazing-incidence irradiation of a solid silver slab with 800-nm wavelength laser light comprising a deliberate 500 ps, 400 mJ prepulse and a 4 ps, 1 J main pulse. The EUV laser divergence was measured as  $5 \text{ mrad} \times 10 \text{ mrad}$ . The EUV laser output was focused onto a sample tamped iron target using a 300-mm focal length spherical multilayer mirror positioned at  $7^\circ$  to the target normal. A diagram of the experimental setup is shown in Fig. 1. The EUV laser flux transmitted through the target was imaged with a magnification of 4 using a 500-mm focal length spherical multilayer mirror onto a CCD detector. A gold coated grazing-incidence mirror (grazing angle  $7^\circ$ ) and  $0.15\text{-}\mu\text{m}$  thick zirconium filter before the CCD detector were employed to remove, respectively, short wavelength ( $<8 \text{ nm}$ ) and long wavelength ( $>17 \text{ nm}$ ) emissions from the sample target. The duration of the EUV laser pulse determines the temporal resolution of the measurement and is estimated from experiments and modeling studies to be less than 3 ps [33]. The wavelength of the EUV laser has been accurately measured as  $138.92 \text{ \AA} \pm 0.15 \text{ \AA}$  [34].

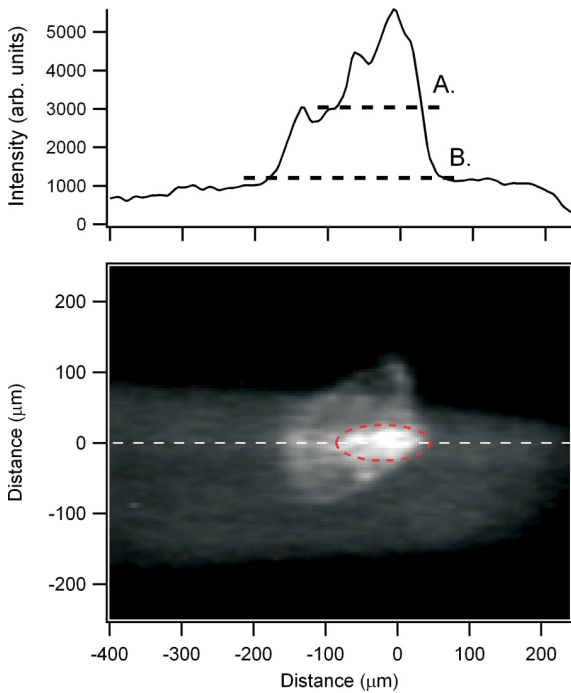


FIG. 2. (Color online) Image of the EUV laser radiation at 89 eV transmitted through a CH tamped 50-nm thick iron target at time 130 ps. The EUV radiation is transmitted through a largely unirradiated portion of the target (over  $200 \times 150 \mu\text{m}^2$ ) with a smaller section of higher transmission where irradiation with a 35-fs laser pulse has heated the iron (encircled). On the line-out, A represents the level of EUV radiation transmitted through the unheated target, while B represents the base level of background signal found to be associated with self-emission from the tamped iron target. The large, over  $600 \times 200 \mu\text{m}^2$  area of emission is due to scattered self-emission.

The sample targets used for the heat flow study were irradiated by an 800 nm, 35 mJ, *p*-polarized pulse of duration 35 fs incident at  $20^\circ$  to the target normal focused by a 200-mm focal length lens. The sample targets consisted of a flat iron foil of 50-nm thickness tamped on the backside by 200 nm of parylene-N (CH) and on the front-side by 50 nm of parylene-N. Prepulse irradiation commencing 40 ps before the main pulse initially at  $10^{-7}$  contrast ramping to  $10^{-4}$  contrast at 1 ps before the 35 fs pulse was measured using a third-order autocorrelator.

A sample image of the EUV laser transmission through a tamped iron target at time 130 ps after the main pulse recorded on the CCD detector is shown in Fig. 2. Using an EUV laser backlighter source and heavy filtering away from the backlighter laser wavelength has ensured that the transmitted backlighter signal is much brighter than the plasma self-emission. The EUV laser beam transmission through the 800-nm laser irradiated area and the unirradiated area is clearly apparent (Fig. 2). By recording images with and without an incident EUV laser and with and without an iron target heating pulse, it was verified that there is only a spatially broad fluorescence arising from plasma self-emission and that the increase in recorded signal at the focal position (the bright region on Fig. 2) is due to the increased transmission of the EUV laser through the target. The transmission through the target has been measured from plots such as Fig. 3 by comparing the spatially broad EUV laser intensity transmitted where no heating has occurred and the EUV intensity transmitted at the center of the 35-fs laser focal spot. With our procedure we found that the measured cold target EUV transmission is in agreement with tabulated values [35].

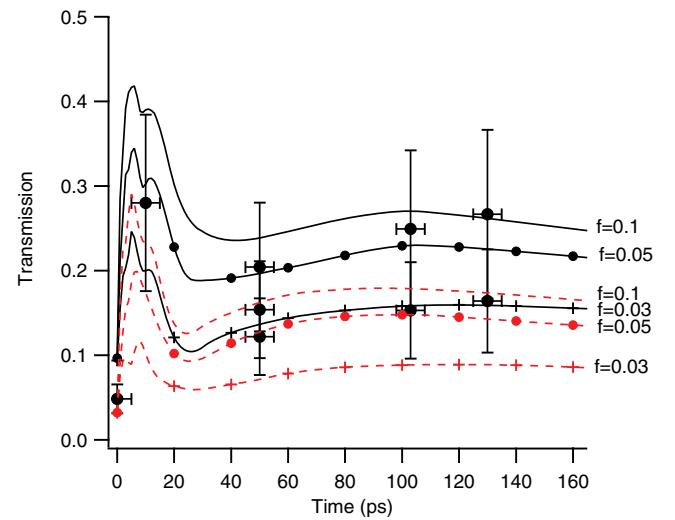


FIG. 3. (Color online) Transmission of EUV laser radiation at 89 eV as a function of time through a tamped 50-nm thick iron target. The target is irradiated at 0 ps by a  $3 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$  peak irradiance pulse of 35-fs duration. Simulation results using the HYADES code and a revised IMP opacity model postprocessor are superimposed on the measured transmissions (shown with error bars). Simulation results are shown for various values of flux limiter (as labeled) calculated assuming (i) energy transport occurs via thermal conduction only (dotted curves) and (ii) hot electrons dump a fraction 10% of the laser pulse energy through the target at 0 ps and then energy transport occurs via thermal conduction (solid curves).

Varying the timing between the EUV laser creation pulses and the sample target heating beam enabled the transmission of the EUV laser at different times in the laser interaction with the tamped iron target to be measured (Fig. 3). The errors in the transmission of the EUV laser are due to the variation of the intensity of the EUV laser over the beam area and the spatial variation of the center of the 35-fs focal spot irradiance. These errors are indicated by the error bars in Fig. 3. The shot to shot variation between the data points is due to variations in irradiance of the heating beam, with each data point representing a single shot. Although the laser system can operate up to 10 Hz, it was necessary to re-position a replacement target for each shot. The Fig. 2 images of the transmitted EUV laser flux enable a measure of the target area irradiated by the 35-fs optical pulse. From Fig. 2 and similar images, the irradiated area is  $100\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$  implying peak irradiances of  $3 \times 10^{16}\ \text{Wcm}^{-2}$ . This measurement of the focal spot diameter is in agreement with measurements made by imaging the attenuated laser beam. Some spatial frequency chirp is apparent in the focal spot causing the elliptical focal region (see Fig. 2), but this does not affect the results presented here.

#### IV. SIMULATIONS OF EUV TRANSMISSION

The one-dimensional radiation hydrodynamics code HYADES [36] was used to simulate the irradiated tamped iron target temperatures, ionization, and density as a function of time and distance from which the EUV transmission was calculated. The code uses the Los Alamos Sesame library [37] for the equation of state of the plasma material. The laser energy deposition in the expanding plasma profile is modeled by calculating the rate of inverse bremsstrahlung and resonance absorption for  $p$ -polarized light incident at  $20^\circ$  to

the target normal. The measured prepulse irradiation profile with an assumed Gaussian pulse shape of 35-fs full-width half maximum width at the time of the main pulse was used as a temporal profile for the laser irradiation. The effect on the calculated EUV transmission of the presence of a low level prepulse was found to be important, but the exact shape and level of the prepulse (to within a factor of 3 in contrast) was not significant. The effective energy flow rate  $q$  between the critical and ablation surfaces was calculated using  $\frac{1}{q} = \frac{1}{q_{SH}} + \frac{1}{f q_{fs}}$ , where  $q_{fs} = v_e n_e k T_e$ ,  $q_{SH} = -\kappa \nabla T_e$ , and  $f$  is the flux limiter.

A postprocessor was used to calculate the transmission  $T$  through the target of the 13.9-nm EUV radiation (photon energy 89 eV) from the fluid code calculated electron temperature  $T_e$ , mass density  $\rho$ , and cell dimensions. The tabulated opacity  $\sigma$  values from the ionized materials package (IMP) code [38,39] which assumes local thermodynamic equilibrium (LTE) ionization balance were employed to give the transmission  $T$  using

$$T = \exp\left(-\int \rho \sigma dx\right),$$

where the integration is through the target at the  $7^\circ$  incidence angle to the target normal of the EUV laser beam. The opacities are dominated by the effect of photoionization (bound-free processes) in iron ions with ionization energy less than the photon energy. The opacities become small when ions of charge state  $\text{Fe}^{5+}$  with ionization energy 99.1 eV (or higher) predominate. Ions of lower ionization (e.g.,  $\text{Fe}^{4+}$  with ionization energy 75.0 eV) heavily absorb the 89 eV photons. The plastic opacity is also modeled in the postprocessor code, but the plastic layers have only a small effect on the overall

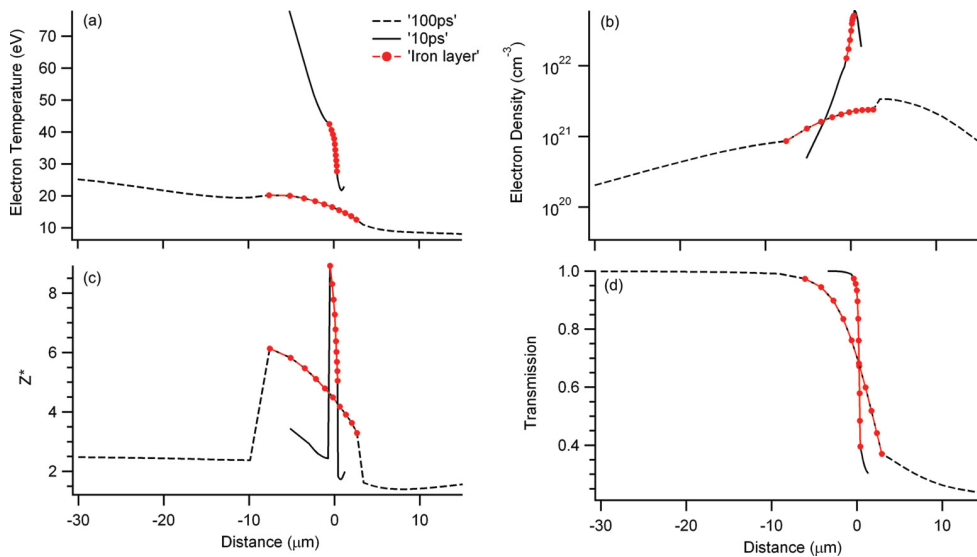


FIG. 4. (Color online) Cross sections of (a) sample electron temperature  $T_e$ , (b) electron density  $n_e$ , (c) average ionization  $Z^*$ , and (d) target transmission  $T$  as a function of distance from the target surface at 10 ps (full line) and 100 ps (broken line) after the irradiation of the target as illustrated in Fig. 1(b) with peak irradiance  $3 \times 10^{16}\ \text{Wcm}^{-2}$  in a 35-fs pulse (with prepulse). The results are simulated using the HYADES code with a flux limiter of 0.05 and an assumed dump of 10% of the laser energy into hot electrons which are deposited proportionally to the mass density in the target. The position of the iron component of the target is indicated by superimposed circles. The heating laser pulse is assumed incident from the left (negative distance positions). A prepulse starting 70 ps before the 35-fs pulse as measured in the experiment is assumed for the simulations.

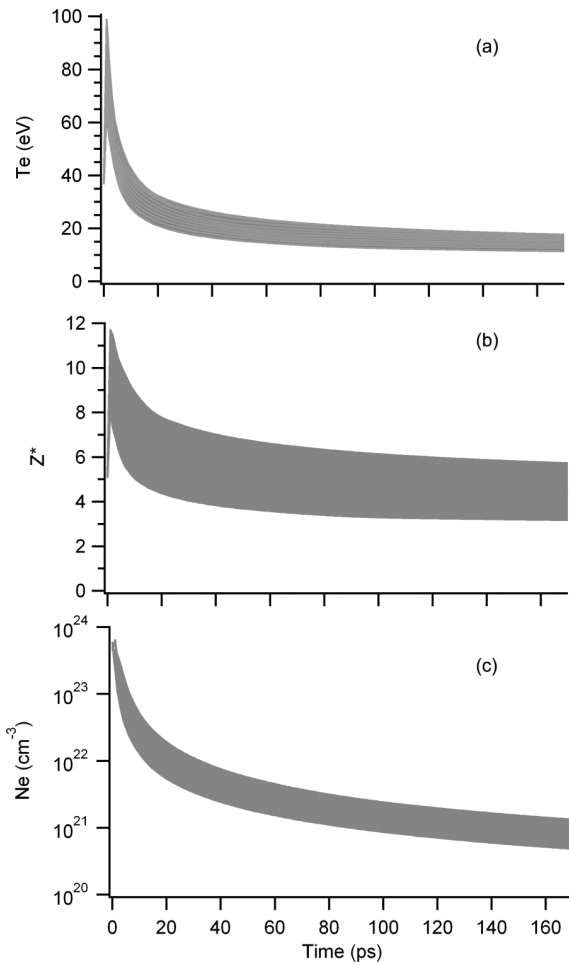


FIG. 5. (a) Sample target electron temperature  $T_e$ , (b) average ionization  $Z^*$ , and (c) electron density  $n_e$  within the iron layer as a function of time from the arrival time of the heating pulse simulated using the HYADES code at a peak intensity of  $3 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$  calculated with a flux limiter of 0.05 and 10% hot electron energy dump in the target. A prepulse starting at time (70 ps as measured in the experiment followed by the 35-fs pulse at time “0 ps”) is assumed for the simulation.

target transmission as the tapered overlay transmission is initially high at 0.85 and with heating only increases closer to 1 (see Fig. 4). Figure 4 shows the electron temperature, electron density, average ionization ( $Z^*$ ), and transmission throughout the target at times 10 and 100 ps after the 35-fs heating pulse. Figures 4 and 5 show a decrease in spatial variation in the iron layer conditions with time. For example, the variation in electron temperature across the iron layer is 15 eV at 10 ps reducing to 8 eV at 100 ps and 6 eV at 170 ps. A similar trend of increasing uniformity with time is also seen in the electron density and average ionization. Peak values of temperature, ionization, and density occur at time 1 ps. The peak in the EUV transmission of the iron occurs later at 6 ps (see Fig. 3) as the electron density begins to drop, but the ionization of the iron remains high.

Simulated values of transmission  $T$  using a revised IMP opacity model are superimposed on the Fig. 3 experimental transmission results with different values of the flux limiter

$f$  and assuming either (i) a model of hot suprathermal electron target heating with a dump of 10% of the laser energy distributed through the target proportionally to the density at time 0 ps, or (ii) no hot electron target heating. With the hot electron heating, the simulated transmissions  $T$  are in agreement with the measured transmissions with flux limiter  $f = 0.05$ – $0.1$ . Without hot electron heating, the simulated transmissions with lower flux limiters ( $f < 0.1$ ) do not correctly predict the rapid rise in EUV transmission observed at early times (10 ps), and a value  $f \geq 0.1$  best fits the late-time transmissions. With or without hot electron heating, the HYADES code predicts an absorption fraction  $A \approx 30\%$  due to inverse bremsstrahlung and resonance absorption, in agreement with measurements and other simulations at the same irradiance [8]. Hot electron target heating with 5–10% of the laser energy has been observed previously for similar irradiation conditions [40,41]. The HYADES simulations show that the iron layer in the target for the times ( $< 130$  ps) where transmission is measured (Fig. 3) has densities greater than  $10^{-2} \text{ gcm}^{-3}$  and so the iron ionization balance is consequently in LTE and so the use of an opacity model (IMP) assuming LTE is valid. An LTE average atom model of ionization was also used in the HYADES simulations.

## V. OPACITY DATA COMPARISONS

Two sets of IMP iron opacity data have been compared. The original IMP [38] data used ion configurations based on placing quantum shells in one of three groups. Core shells are assumed to be fully occupied. Rydberg shells are assumed to be empty with one valence shell, which has a varying level of occupation. A more recent set of IMP data has several improvements [39] including a greater number of possible atomic configurations which can contribute significantly to the opacity. The improved IMP data allow for ion configurations with up to three open valence shells with significant populations.

The revised IMP opacity data were found to give better agreement with our measured EUV transmissions. The

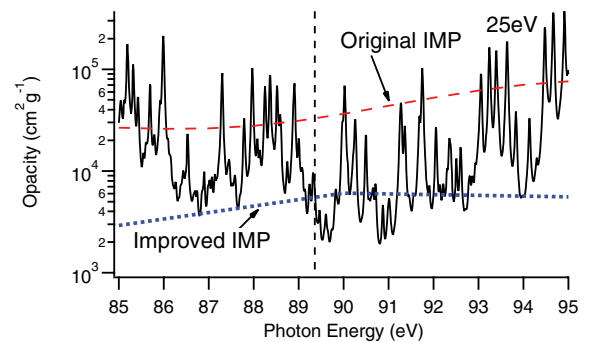


FIG. 6. (Color online) Comparison of different opacity models of iron in the 85–95 eV photon energy region at a density of  $0.008 \text{ gcm}^{-3}$  and a temperature of 25 eV. The solid line is a detailed line accounting the prediction from the York opacity model [43] using atomic data from the Opacity Project [42]. Data from the IMP opacity model [38] which is accurate for spectrally broad backlighter calculations is also shown (dotted line revised IMP data, dashed line original IMP data). The vertical line shows the photon energy of the EUV laser.



explanation for this can be seen in Fig. 6 which compares both sets of IMP opacity data with frequency-dependent opacities calculated from the Opacity Project atomic data [42,43]. Modeling accurate plasma opacities, in particular for medium to high  $Z$  materials, where there are a large number of possible bound-bound transitions over a range of ionization states, is complex and computationally expensive. Code efficiency approximations such as the IMP opacities are required which reduce spectral detail as most opacity applications are used for spectrally broad radiation spectra and not the extreme narrow-band emission ( $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 10^3\text{--}10^4$ ) from the EUV laser. From Fig. 6, we see that the EUV laser with its characteristic narrow spectral width is positioned between iron absorption lines giving a lower opacity largely unaffected by bound-bound transitions. Using Fig. 6, our EUV transmission measurements also imply that the accuracy of the iron absorption line photon energies calculated by the Opacity Project is  $<0.4$  eV (0.5%) in this photon energy region, as the EUV laser photon energy is known to  $<0.1$  eV accuracy [34]. The accuracies of Opacity Project line wavelengths have previously been estimated to be 1–4% [44].

## VI. CONCLUSION

We have shown that a rapid drop in opacity of iron with ionization enables measurements of the transmission of EUV laser pulses at 13.9 nm to act as a signature of the heating of thin

(50 nm) iron layers with 50-nm thick parylene-N (CH) overlay irradiated by 35-fs pulses at irradiance  $\approx 3 \times 10^{16}$  Wcm $^{-2}$ . Comparing EUV transmission measurements at different times after irradiation to fluid code simulations shows that the target is instantaneously heated by hot electrons with approximately 10% of the laser energy, followed by thermal conduction with a flux limiter of  $\approx 0.05$ . The extent of hot electron target heating and the value of the flux limiter are both critical issues for inertial fusion research. We believe there is scope for further work using this method, with potential for improvements to errors in measurements of transmission possible with improvements to beam uniformity. Data such as obtained in this work are critical for the development of a predictive simulation capability that will render the development of successful inertial fusion experiments possible without substantial empirical design iteration on large facilities, which is both time consuming and costly.

## ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge the United Kingdom Engineering and Physical Sciences Research Council (Grant No. EP/F019289/1), European Union LASERLAB2 SFINX (Grant No. 228334), and the Agence Nationale de la Recherche (Grant No. ASOURIX ANR-09-JCJC-0056) support for this work. We thank Dr. James Gaffney for help in providing IMP opacity data.

- 
- [1] D. Clery, *Science* **334**, 449 (2011).
  - [2] S. Glenzer, B. J. MacGowan, N. B. Meezan, P. A. Adams, J. B. Alfonso, E. T. Alger, Z. Alherz, L. F. Alvarez, S. S. Alvarez, P. Amick *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 085004 (2011).
  - [3] S. P. Regan, R. Epstein, V. N. Goncharov, I. V. Igumenshchev, D. Li, H. S. P. B. Radha, W. Seka, T. R. Boehly, J. A. Delettrez, O. V. Gotchev *et al.*, *Phys. Plasmas* **14**, 056305 (2007).
  - [4] S. Atzeni and J. Meyer-ter Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford Science, Oxford, 1998).
  - [5] J. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995).
  - [6] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Westview, Boulder, CO, 2003).
  - [7] C. J. Walsh, D. M. Villeneuve, and H. A. Baldis, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1445 (1984).
  - [8] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmont, M. Weinfeld, and A. Michard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1018 (1982).
  - [9] D. C. Slater, G. E. Busch, G. Charatis, R. R. Johnson, F. J. Mayer, R. J. Schroeder, J. D. Simpson, D. Sullivan, J. A. Tarvin, and C. E. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 1199 (1981).
  - [10] P. Gibbon and A. R. Bell, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1535 (1992).
  - [11] L. Spitzer and R. Harm, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953).
  - [12] R. C. Malone, R. L. McCrory, and R. L. Morse, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 721 (1975).
  - [13] A. R. Bell, R. G. Evans, and D. J. Nicholas, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 243 (1981).
  - [14] G. J. Rickard, A. R. Bell, and E. M. Epperlein, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2687 (1989).
  - [15] W. Seka, D. H. Edgell, J. F. Myatt, A. V. Maximov, R. W. Short, V. N. Goncharov, and H. A. Baldis, *Phys. Plasmas* **16**, 052701 (2009).
  - [16] T. R. Boehly, V. N. Goncharov, W. Seka, S. X. Hu, J. A. Marozas, D. D. Meyerhofer, P. M. Celliers, D. G. Hicks, M. A. Barrios, D. Fratanduono *et al.*, *Phys. Plasmas* **18**, 092706 (2011).
  - [17] A. Sunahara, J. A. Delettrez, C. Stoeckl, R. W. Short, and S. Skupsky, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 095003 (2003).
  - [18] R. E. Olson, L. J. Suter, J. L. Kline, D. A. Callahan, M. D. Rosen, K. Widmann, E. A. Williams, D. E. Hinkel, N. B. Meezan, G. A. Rochau *et al.*, *J. Phys: Conf. Ser.* **244**, 032057 (2010).
  - [19] M. Rosen, H. Scott, D. Hinkel, E. Williams, D. Callahan, R. Town, L. Divol, P. Michel, W. Kruer, L. Suter *et al.*, *High Energy Density Physics* **7**, 180 (2011).
  - [20] G. J. Tallents, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R259 (2003).
  - [21] C. D. Macchietto, B. R. Benware, and J. J. Rocca, *Opt. Lett.* **24**, 1115 (1999).
  - [22] R. Smith, G. J. Tallents, J. Zhang, G. Eker, S. McCabe, G. J. Pert, and E. Wolfrum, *Phys. Rev. A* **59**, R47 (1999).
  - [23] N. Booth, M. H. Edwards, Z. Zhai, G. J. Tallents, T. Dzelzainis, C. L. S. Lewis, A. Behjat, Q. Dong, S. J. Wang, D. Neely *et al.*, *Euro. Phys. J. Special Topics* **175**, 153 (2009).
  - [24] D. H. Kalantar, M. H. Key, L. B. DaSilva, S. G. Glendinning, J. P. Knauer, B. A. Remington, F. Weber, and S. V. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3574 (1996).

- [25] E. Wolfrum, J. Wark, J. Zhang, D. Kalantar, M. H. Key, B. A. Remington, S. V. Weber, D. Neely, S. Rose, J. Warwick *et al.*, *Phys. Plasmas* **5**, 227 (1998).
- [26] M. H. Edwards, D. Whittaker, P. Mistry, N. Booth, G. J. Pert, G. J. Tallents, B. Rus, T. Mocek, M. Kozlová, C. McKenna *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 035001 (2006).
- [27] M. H. Edwards, D. S. Whittaker, G. J. Tallents, P. Mistry, G. J. Pert, B. Rus, T. Mocek, M. Kozlová, J. Polan, A. Praeg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 195002 (2007).
- [28] L. M. R. Gartside, G. J. Tallents, A. K. Rossall, E. Wagenaars, D. S. Whittaker, M. Kozlova, J. Nejd, M. Sawicka, J. Polan, M. Kalal *et al.*, *Opt. Lett.* **35**, 3820 (2010).
- [29] L. B. Da Silva, B. J. MacGowan, D. R. Kania, B. A. Hammel, C. A. Back, E. Hsieh, R. Doyas, C. A. Iglesias, F. J. Rogers, and R. W. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 438 (1992).
- [30] G. Winhart, K. Eidmann, C. Iglesias, A. Bar-Shalom, E. Mínguez, A. Rickert, and S. Rose, *JQSRT* **54**, 437 (1995).
- [31] P. T. Springer, D. J. Fields, B. G. Wilson, J. K. Nash, W. H. Goldstein, C. A. Iglesias, F. J. Rogers, J. K. Swenson, M. H. Chen, A. Bar-Shalom *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3735 (1992).
- [32] D. Ros *et al.*, *X-ray lasers 2010: Proceedings of the 12th International Conference on x-ray lasers, 30 May-4 June 2010, Gwangju, Korea*, edited by J. lee, C. H. Nam, K. A. Janulewicz, Vol. 136 (Springer, Dordrecht, 2011), p. 32.
- [33] P. Mistry, G. J. Tallents, and M. H. Edwards, *Phys. Rev. A* **75**, 013818 (2007).
- [34] Y. Li, J. Nilsen, J. Dunn, A. L. Osterheld, A. Ryabtsev, and S. Churilov, *Phys. Rev. A* **58**, R2668 (1998).
- [35] Center for X-ray Optics Lawrence Berkeley National Laboratory, [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants](http://henke.lbl.gov/optical_constants).
- [36] J. T. Larsen and S. M. Lane, *JQSRT* **51**, 179 (1994), code commercially available from Cascade Applied Sciences Inc., [Larsen@casinc.com](mailto:Larsen@casinc.com).
- [37] S. P. Lyon and J. D. Johnson, Los Alamos National Laboratory Report No. LA-UR-92-3407 (1992).
- [38] S. J. Rose, *J. Phys. B* **25**, 1667 (1992).
- [39] J. A. Gaffney and S. J. Rose, *High Energy Density Physics* **5**, 216 (2009).
- [40] G. J. Tallents, M. H. Key, P. Norreys, D. Brown, J. Dunn, and H. Baldis, *Phys. Rev. A* **40**, 2857 (1989).
- [41] H. Chen, B. Soom, B. Yaakobi, S. Uchida, and D. D. Meyerhofer, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3431 (1993).
- [42] M. J. Seaton, Y. Yan, D. Mihalas, and A. K. Pradhan, *MNRAS* **266**, 805 (1994).
- [43] D. S. Whittaker and G. J. Tallents, *MNRAS* **400**, 1808 (2009).
- [44] D. J. Heading, J. S. Wark, R. W. Lee, R. Stamm, and B. Talin, *Phys. Rev. E* **56**, 936 (1997).

# Regenerative laser cavity tuning for efficient Soft-X-ray Laser Operation

O.Delmas<sup>123</sup>, K.Cassou<sup>12</sup>, O.Guilbaud<sup>12</sup>, S.Kazamias<sup>12</sup>, S.Daboussi<sup>12</sup>,  
M.Pittman<sup>1</sup>, O.Neveu<sup>12</sup>, J.Demailly<sup>12</sup> and D.Ros<sup>12</sup>

<sup>1</sup>CLUPS/LASERIX, Université Paris Sud XI, 91405 Orsay Cedex

<sup>2</sup> LPGP, Bât 210, Université Paris Sud XI, 91405 Orsay Cedex

<sup>3</sup>Amplitude Technologies, 2-4 rue du Bois Chaland 91090 Lisses

**Abstract.** The influence of temporal pump laser profile on the Soft X-ray laser (SXRL) efficiency is investigated in double grazing incidence pumping (DGRIP) transient collisional scheme. We have demonstrated a simple method that allows to produce and control one or several small prepulses and the ASE level of the pump laser beam by modifying the regenerative amplifier parameters. By changing the temporal structure of the pump beam we observed both an increase of the SXRL energy and an improvement of the target lifetime. Measurements made for different configurations are presented and discussed.

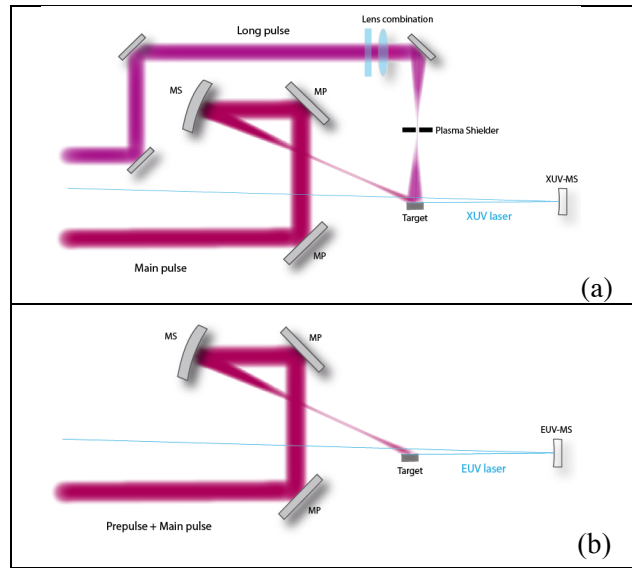
## 1 Introduction

The recent progress made on high intensity lasers and laser-pumped XUV sources allowed the construction of the LASERIX soft-X-ray laser (SXRL) facility at the Paris Sud University. SXRL pulses considered here are generated in a plasma in the transient collisional excitation scheme. For this, the plasma is created by a long laser pulse (100ps to 1ns) focused on solid target, which in turn is excited by a short pulse (in the ps range) creating then a population inversion through electrons/ions collisions in the soft-X-ray domain. It has recently been demonstrated on LASERIX that low intensity precursor pulses and a low amount of ASE in a nanosecond range are favourable for XUV signal level and target lifetime [1]. In the present work, we study the effect of the forefront temporal contrast on the SXRL generation by adding precursor pulses by simply tuning the output synchronization of the regenerative amplifier (RGA) of the laser chain.

## 2 Experimental set-up

### 2.1 Laserix facility overview

The LASERIX facility provides two XUV beamlines. The first is based on High Harmonic Generation in rare gas (Ar, Ne...) while the second is based on transient collisional SXRL with Ni or Ne like targets (Mo, Ag, Ti). The SXRL is pumped by a 10Hz - 100 TW class Ti:Sa laser with a double pulse structure. The pulse to pulse energy stability of SXRL has been improved by using a “Double Grazing Incidence Pumping” (DGRIP) configuration, where the long pulse is created before amplification in order to produce two pulses within the same laser beam [2] which is more stable and convenient than the classical GRIP configuration [3] which requires the use of two different beams (Fig 1). A disadvantage of this method is a loss of energy for the long pulse during the compression process which can be estimated to be of about 15% of the total energy for a typical energy ratio of 70/30% in favour of the main pulse. Another disadvantage of the DGRIP configuration for LASERIX, which can propose multibeam configurations mainly for pump-probe experiments, lies in the double pulse structure which degrades the temporal resolution for femtosecond IR or XUV based HHG probe.

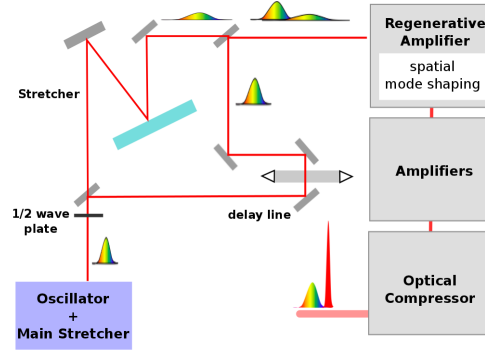


**Fig. 1:** Experimental set-up; (a) In the GRIP scheme two different beams are focused on the target, the nanosecond pulse (purple) arrives normally to the target surface for plasma generation while the picosecond pulse (red) arrives later at a grazing incidence to pump the plasma [3]; (b) In the DGRIP scheme, the two pulses arrive in the same beam at a grazing incidence on the target [2].

## 2.2 Temporal pulse shaping



The setup used to produce the two following pulses for the DGRIP configuration is illustrated on figure 2. After passing through the Offn r stretcher, the beam is split into two parts with an energy ratio control at the input of a Mach-Zehnder interferometer like setup. In one arm, corresponding to the first pulse, the beam passes through a Martinez stretcher in order to increase its spectral phase dispersion [4]. In the other arm, corresponding to that of the main pulse, the beam is sent into a motorized delay line in order to control the temporal delay with respect to the first. The two beams are then recombined in one with a beam splitter which is sent into the RGA. The cavity configuration of the RGA induces a transverse mode filtering which allows a perfect spatial recombination between the two pulses. After three stages of multipass power amplification, the two pulses are injected in the compressor so as to finally obtain a long pulse having a duration fixed by the Martinez stretcher followed by a short pulse only compressed in the 0.5 to 10 ps range.

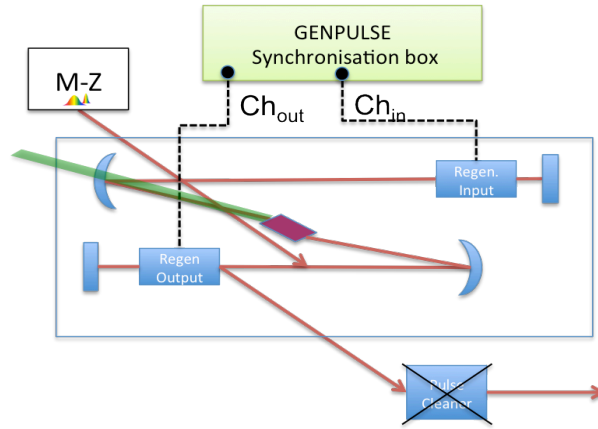


**Fig. 2 :** Scheme of the Mach Zehnder like set up used in the laser driver for the DGRIP configuration. After separation, one part of the beam undergoes a second temporal stretching while the other part passes through a motorized delay line before spatial recombination and injection in the amplification chain.

### 2.3 Regenerative amplifier tuning

It is generally admitted that a front nanosecond pedestal or even a prepulse in the temporal profile can change dramatically the SXRL performance [5, 6, 7]. In the present approach, we generate prepulses in the RGA of the Ti:Sa front-end laser (Fig 3) by a fine adjustment of the trigger delay of the output Pockels cell ( $PK_{OUT}$ ). In the same way, we add one or more round trips after the maximum pulse extraction from the cavity, in order to favour front ASE pedestal, by a coarse delay adjustment of  $PK_{OUT}$ . This way, since the

synchronization of all the pump lasers remains unchanged with respect to the initial maximum extraction from RGA, the following power amplifiers will increase an ASE signal in that temporal region. By carefully adjusting first the coarse delay for ASE generation then fine delay for prepulses we could evidence strong improvement of the SXRL emission and a non negligible extension of the target lifetime.



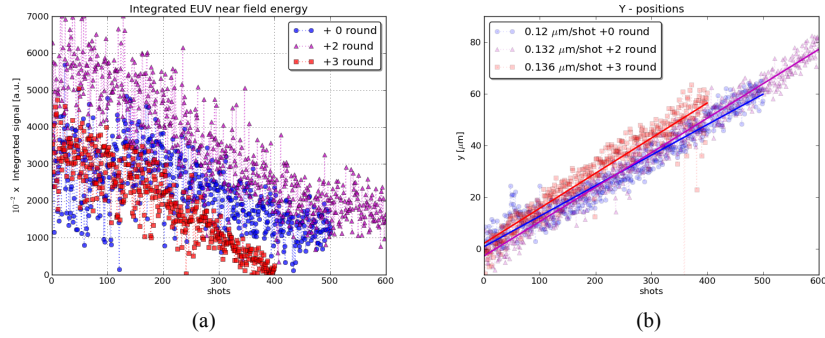
**Fig. 3:** Regenerative amplifier scheme. After passing through the Mach-Zehnder setup to get the double pulse structure the beam is injected in the RGA. The coarse and the fine adjustments of the pulse extraction delay allow to modify respectively ASE level and small prepulse intensity in the temporal laser profile. For this experiment the pulse cleaner located at the output of the RGA for high contrast pulse generation has to be bypassed in order not to trunk the complex shaped temporal profile.

### 3 SXRL optimisation experiments

#### 3.1 Lifetime improvement

In a first approach, we are interested in the improvement of the target lifetime with respect to ASE level by modifying the number of round trips added in the RGA. Three different cases are considered to observe the role played by the ASE level (Fig 4). In all cases, the single shot SXRL emission is recorded at 10 Hz with a XUV 16 bits camera, and integrated energy is calculated. With no round trips added in the cavity (blue plot), the average integrated XUV energy is around 3000 shots. This configuration shows an unstable energy regime, then a progressive decrease of the signal after 200 shots. When we delay by 2 round trips the pulse extraction (violet plot), the SXRL energy

is two times greater. Even if the emission decreases faster, reflecting a higher consumption velocity (Fig 4, b), SXRL is still effective over 500 shots. Thus, we are not only able to obtain higher SXRL energy but we can also use the same target position for a greater number of efficient shots. On the contrary, with 3 supplementary round trips (red curve), the target lifetime is distinctly worse than the two previous cases. The SXRL energy drops back to the initial level but rapidly falls after only 150 shots.



**Fig. 4:** (a) Integrated EUV near field energy with different number of round trips (RT) added in the RGA from nominal pulse extraction. With 2 RT (violet curve), SXRL energy and target lifetime are improved compared to the nominal RGA configuration (blue curve). With 3 more RT, maximum energy is not higher and the lifetime behaviour is really poor showing no SXRL emission after 400 shots. (b) Evolution of the position of the near-field SXRL emission for different number of added RT. The target consumption increases with the number of RT, while the slope of the penetration into the target increases from the blue curve to the red.

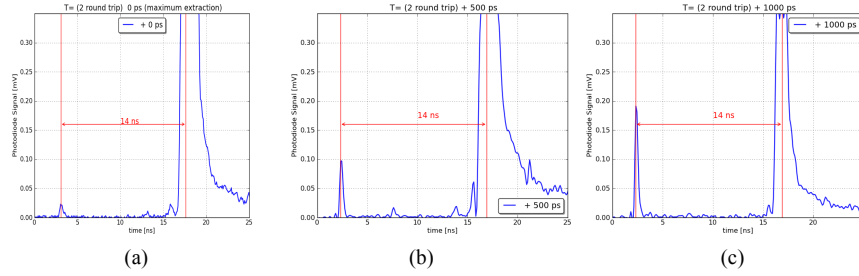
### 3.2 Short prepulse effect

The short prepulse comes from a leak from the RGA due to a small amount of polarization induced ellipticity of the laser pulse when passing through the PK during the high voltage slope. The energy level of the short prepulse can be coarsely controlled by a fine adjustment of  $PK_{OUT}$  timing with a precision limited by the intrinsic jitter of the PK trigger. The prepulse exiting the RGA will then be amplified in the following succession of multipass amplifiers.

The prepulses are observed with an ultrafast photodiode (30ps rising time) associated with a 2.4GHz oscilloscope. Measurements have been done in three different cases by tuning prepulse intensity by delaying the timing by 500ps steps. Figure 5 shows that a negligible prepulse of 0,5% of the main pulse is located 14ns before the main pulse. This configuration corresponds to the optimal coarse delay for SXRL generation located 2 round trips after the maximum peak of RGA amplification as depicted in the previous section. The

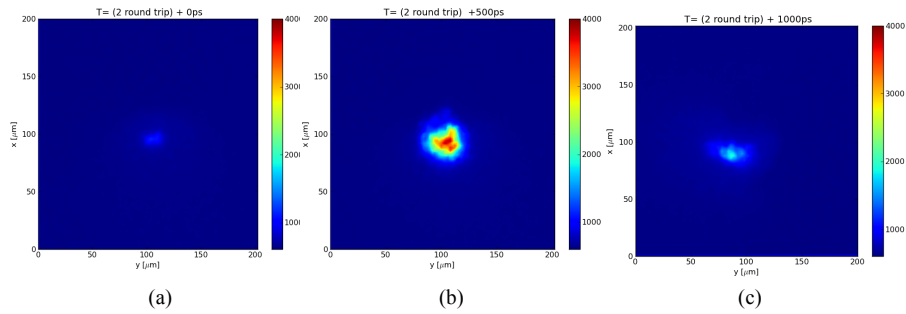
round trip duration being of 14ns, it evidences that prepulse takes place at the round trip preceding the main extraction. We can also observe that the shift of PK triggering by 500ps increases four times the prepulse energy (b), which doubles once more when adding 500ps once again (c).

Figure 6 shows near field SXRL measurements made for the best ASE configuration described previously (RGA tuned with 2 supplementary round trips with respect to nominal extraction) for the three fine delays of 0, 500ps and 1ns corresponding to the prepulse levels of figure 5. This figure evidences a strong energy enhancement with the presence of an average prepulse (Fig 5, b) by comparison with the cases of no (Fig 5, a) or intense (Fig 5, c) prepulse.



**Fig. 5:** Fast photodiode measurements of the prepulse intensity for different fine delay adjustments of  $PK_{OUT}$  from the temporal position corresponding to two additional passes (RT) in the RGA. The main saturated pulse is composed of both the long plasma pulse of 250ps followed by the pump pulse compressed down to 3ps which can not be temporally resolved with this measurement system.

- (a)  $Ch_{out}=2$  RT, low prepulse (0,5% of main pulse)
- (b)  $Ch_{out}=2$  RT-500ps, Average prepulse intensity >20mJ (2% MP)
- (c)  $Ch_{out}=2$  RT-1000ps, High Prepulse intensity >40mJ (4% MP)



**Fig. 6:** Integrated SXRL near field profile measured with a 16 bits XUV CCD camera for different fine delays corresponding to the prepulse intensities of fig. 5 in the configuration corresponding to 2 supplementary round trips in the RGA.

- (a) Very low prepulse intensity (0,5% MP)
- (b) Average prepulse intensity (2% MP)
- (c) High prepulse intensity (4% MP)

## 5 Conclusion and future work

This empirical approach confirms that SXRL efficiency strongly depends on the pump laser temporal structures in the ten's of nanosecond range. In this paper, we saw that RGA cavity tuning allows control on both ASE level and a picosecond prepulse intensity. By modifying these parameters, we observed an improvement of the SXRL efficiency and a better target lifetime. Interpretations are still in discussion, but we could reasonably suppose that the small prepulse creates a low preionized plasma in front of the solid target which could increase the main plasma creation and/or its characteristics by the long pulse then increasing the coupling efficiency with the short pump pulse. The ASE role is also discussed, but it could act, like the small prepulse, to prepare the target surface for a better interaction with DGRIP pulses. All these suppositions are yet under theoretical investigation. We are now installing a new system allowing to better control stability of the small prepulse and will soon reproduce these experiments.

In the same frame, we will study a new pumping configuration in which an external Nd:YAG nanosecond laser pulse, synchronized with the CPA laser chain, will be used to produce cold expanded plasma before the main interaction. The advantage of this method would be to keep the possibility to tailor the prepulse structure for SXRL optimization without degrading the contrast of the main laser driver. This configuration would be attractive if an experiment requires a high contrast pump irradiating a sample that is later probed by the SXRL.

## References

1. J.Habib et al., *Opt. Exp*, 20, 9, 10128-10137 (2012)
2. D.Zimmer et al., *Opt. Lett.*, 35, 4, 450-452 (2010)
3. R.Keanan et al., *Phys. Rev.Lett*, 94 (2005)
4. O.E.Martinez et al., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23, 8, (1987)
5. K. A. Janulewicz et al., *Phys. Rev. E*, 82, 5 (2010)
6. H. T. Kim et al., *Phys. Rev. A*, 77, 2 (2008)
7. K.A. Janulewicz et al., *Phys. Rev. A*, 68, 5 (2003)

# Bibliographie

- [Afanas' ev 89]     Yurii Valentinovich Afanas' ev & Vyacheslav Nikolaevich Shlyaptsev. *Formation of a population inversion of transitions in Ne-like ions in steady-state and transient plasmas*. Quantum Electronics, vol. 19, no. 12, pages 1606–1612, 1989.
  
- [Azteni 01]         S. Azteni. Introduction to laser-plasma interactions and its applications, in atoms, solids and plasmas in super- intense laser fields. Kluwer academic Plenum publisher, 2001.
  
- [Banici 12]         Romeo A. Banici, Gabriel V. Cojocaru, Razvan G. Ungureanu, Razvan Dabu, Daniel Ursescu & Holger Stiel. *Pump energy reduction for a high gain Ag X-ray laser using one long and two short pump pulses*. Opt. Lett., vol. 37, no. 24, pages 5130–5132, Dec 2012. [www](#)
  
- [Berrill 07]         M Berrill, Y Wang, MA Larotonda, BM Luther, VN Shlyaptsev & JJ Rocca. *Pump pulse-width dependence of grazing-incidence pumped transient collisional soft-x-ray lasers*. Physical Review A, vol. 75, no. 6, page 063821, 2007.
  
- [Carillon 92]        A Carillon, HZ Chen, P Dhez, L Dwivedi, J Jacoby, P Jaegle, G Jamelot, Jie Zhang, MH Key, A Kidd *et al.* *Saturated and near-diffraction-limited operation of an XUV laser at 23.6 nm*. Physical review letters, vol. 68, no. 19, page 2917, 1992.
  
- [Cassou 06]         Kevin Cassou. *Etudes d'amplificateurs plasma laser à haute cadence dans le domaine XUV et applications à la station LASE-RIX*. PhD thesis, Paris 11, 2006.
  
- [Cassou 07]         Kevin Cassou, Sophie Kazamias, D Ros, Fabien Plé, Gérard Jamelot, Annie Klisnick, Olle Lundh, Filip Lindau, Anders Persson, C-G Wahlströmet *et al.* *Optimization toward a high-average-brightness soft-x-ray laser pumped at grazing incidence*. Optics letters, vol. 32, no. 2, pages 139–141, 2007.
  
- [Chanteloup 98]     Jean-Christophe Chanteloup. *Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions lasers brèves ultra-intenses*. PhD thesis, 1998.

- [Chanteloup 00] Jean-Christophe Chanteloup, Estelle Salmon, Christian Saute-  
ret, Arnold Migus, Philippe Zeitoun, Annie Klisnick, Antoine  
Carillon, Stéphane Hubert, David Ros, Peter Nickles *et al.* *Pulse-  
front control of 15-TW pulses with a tilted compressor, and ap-  
plication to the subpicosecond traveling-wave pumping of a soft-  
x-ray laser*. JOSA B, vol. 17, no. 1, pages 151–157, 2000.
- [Chériaux 96] G. Chériaux, Barry Walker, L. F. Dimauro, P. Rousseau, F. Sa-  
lin & J. P. Chambaret. *Aberration-free stretcher design for  
ultrashort-pulse amplification*. Opt. Lett., vol. 21, no. 6, pages  
414–416, Mar 1996. [www](#)
- [Chériaux 97] G. Chériaux. *Influences des distorsions de phase sur le profil  
d’impulsions femtosecondes dans l’amplification à derive de fré-  
quences*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 1997.
- [Cojocaru 14] Gabriel V Cojocaru, Razvan G Ungureanu, Romeo A Banici, Da-  
niel Ursescu, Olivier Delmas, Moana Pittman, Olivier Guilbaud,  
Sophie Kazamias, Kevin Cassou, Julien Demailly *et al.* *Thin film  
beam splitter multiple short pulse generation for enhanced Ni-  
like Ag x-ray laser emission*. Optics letters, vol. 39, no. 8, pages  
2246–2249, 2014.
- [Colombant 73] D. Colombant & G. F. Tonon. *X-ray emission in laser-produced  
plasmas*. Journal of Applied Physics, vol. 44, no. 8, pages 3524–  
3537, 1973. [www](#)
- [Couairon 07] Arnaud Couairon & André Mysyrowicz. *Femtosecond filamenta-  
tion in transparent media*. Physics reports, vol. 441, no. 2, pages  
47–189, 2007.
- [Daboussi 13] Sameh Daboussi. *Accord de phase et quasi-accord de phase en  
génération d’harmoniques d’ordres élevés : effet de la pression et  
du guidage laser*. PhD thesis, Paris 11, 2013.
- [Daido 02] Hiroyuki Daido. *Review of soft x-ray laser researches and deve-  
lopments*. Reports on Progress in Physics, vol. 65, no. 10, page  
1513, 2002. [www](#)
- [Delmas 14] Olivier Delmas, Moana Pittman, Kevin Cassou, Olivier Guil-  
baud, Sophie Kazamias, Gabriel V. Cojocaru, Olivier Neveu, Ju-  
lien Demailly, Elsa Baynard, Daniel Ursescu & David Ros. *Q-  
switched laser-assisted grazing incidence pumping (QAGRIP) for  
efficient soft x-ray laser generation*. Opt. Lett., vol. 39, no. 21,  
pages 6102–6105, Nov 2014. [www](#)
- [Ditmire 95] T Ditmire, MHR Hutchinson, MH Key, CLS Lewis, A MacPhee,  
I Mercer, D Neely, MD Perry, RA Smith, JS Warket *et al.* *Amplifi-*

- cation of xuv harmonic radiation in a gallium amplifier*. Physical Review A, vol. 51, no. 6, page R4337, 1995.
- [Dunn 99] James Dunn, Yuelin Li, Albert L Osterheld, Joseph Nilsen, Stephen J Moon, Kevin B Fournier, Jim R Hunter, Anatoly Y Faenov, Tatiana A Pikuz & Vyacheslav N Shlyaptsev. *Tabletop transient collisional excitation X-ray lasers*. In SPIE's International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation, pages 2–8. International Society for Optics and Photonics, 1999.
- [Dunn 00] J. Dunn, Y. Li, A. L. Osterheld, J. Nilsen, J. R. Hunter & V. N. Shlyaptsev. *Gain Saturation Regime for Laser-Driven Tabletop, Transient Ni-Like Ion X-Ray Lasers*. Phys. Rev. Lett., vol. 84, pages 4834–4837, May 2000. [www](#)
- [Ecker 12] B Ecker, E Oliva, B Aurand, DC Hochhaus, P Neumayer, H Zhao, B Zielbauer, K Cassou, S Daboussi, O Guilbaudet *et al.* *Gain lifetime measurement of a Ni-like Ag soft X-ray laser*. Optics express, vol. 20, no. 23, pages 25391–25399, 2012.
- [Einstein 17] Albert Einstein. *Zur quantentheorie der strahlung*. Physikalische Zeitschrift, vol. 18, pages 121–128, 1917.
- [Elton 75] RC Elton. *Extension of  $3p \rightarrow 3s$  ion lasers into the vacuum ultraviolet region*. Applied Optics, vol. 14, no. 1, pages 97–101, 1975.
- [Ferré 02] S Ferré. *Caractérisation expérimentale et simulation des effets thermiques d'une chaîne laser ultraintense à base de saphir dopé au titane*. PhD thesis, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2002.
- [Fill 97] Ernst E. Fill. *Ray trajectories in line-focused laser plasmas*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, no. 6, pages 1505–1510, Jun 1997. [www](#)
- [Goddet 09] J Ph Goddet, Stéphane Sebban, J Gautier, Ph Zeitoun, Constance Valentin, Fabien Tissandier, T Marchenko, Guillaume Lambert, Maxime Ribières, D Douillet *et al.* *Aberration-free laser beam in the soft x-ray range*. Optics letters, vol. 34, no. 16, pages 2438–2440, 2009.
- [Guilbaud 06] O Guilbaud, A Klisnick, D Joyeux, D Benredjem, K Cassou, Sophie Kazamias, D Ros, D Phalippou, G Jamelot & C Möller. *Longitudinal coherence and spectral profile of a nickel-like silver transient soft X-ray laser*. The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, vol. 40, no. 1, pages 125–132, 2006.



- [Guilbaud 15] O Guilbaud, GV Cojocaru, L Li, O Delmas, RG Ungureanu, RA Banici, S Kazamias, K Cassou, O Neveu, J Demailly *et al.* *Gain dynamics in quickly ionized plasma for seeded operated soft x-ray lasers*. Optics Letters, vol. 40, no. 20, pages 4775–4778, 2015.
- [Habib 12] J. Habib, O. Guilbaud, B. Zielbauer, D. Zimmer, M. Pittman, S. Kazamias, C. Montet, T. Kuehl & D. Ros. *Low energy prepulse for 10 Hz operation of a soft-x-ray laser*. Opt. Express, vol. 20, no. 9, pages 10128–10137, Apr 2012. [www](#)
- [Janulewicz 03] KA Janulewicz, A Lucianetti, G Priebe, W Sandner & PV Nickles. *Saturated Ni-like Ag x-ray laser at 13.9 nm pumped by a single picosecond laser pulse*. Physical Review A, vol. 68, no. 5, page 051802, 2003.
- [Janulewicz 10] K. Janulewicz & C. Kim. *Role of the precursor in a triple-pulse pumping scheme of a nickel-like silver soft-x-ray laser in the grazing-incidence-pumping geometry*. Phys. Rev. E, vol. 82, page 056405, Nov 2010. [www](#)
- [Jullien 06] Aurélie Jullien. *Génération d’impulsions laser ultra-brèves et ultra-intenses à contraste temporel élevé*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2006.
- [Kalachnikov 98] MP Kalachnikov, PV Nickles, M Schnürer, W Sandner, VN Shlyaptsev, C Danson, D Neely, E Wolfrum, J Zhang, A Behjat *et al.* *Saturated operation of a transient collisional x-ray laser*. Phys. Rev. A, vol. 57, no. 6, page 4778, 1998.
- [Kaluza 04] Malte Kaluza, Jörg Schreiber, Marko IK Santala, George D Tsakiris, Klaus Eidmann, Jürgen Meyer-ter Vehn & Klaus J Witte. *Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments*. Physical review letters, vol. 93, no. 4, page 045003, 2004.
- [Keenan 05] R. Keenan, J. Dunn, P. Patel, D. Price, R. Smith & V. Shlyaptsev. *High-Repetition-Rate Grazing-Incidence Pumped X-Ray Laser Operating at 18.9 nm*. Phys. Rev. Lett., vol. 94, page 103901, Mar 2005. [www](#)
- [Kim 08] HT Kim, IW Choi, N Hafz, JH Sung, TJ Yu, K-H Hong, TM Jeong, Y-C Noh, D-K Ko, KA Janulewicz *et al.* *Demonstration of a saturated Ni-like Ag x-ray laser pumped by a single profiled laser pulse from a 10-Hz Ti : sapphire laser system*. Physical Review A, vol. 77, no. 2, page 023807, 2008.

- [Langdon 80] A Bruce Langdon. *Nonlinear inverse bremsstrahlung and heated-electron distributions*. Physical Review Letters, vol. 44, no. 9, page 575, 1980.
- [Le Blanc 94] Catherine Le Blanc. *Principes et réalisation d'une chaîne laser femtoseconde haute intensité basée sur le saphir dopé au titane*. In Annales de Physique, volume 19, pages 1–157. Les Editions de Physique, 1994.
- [Lemoff 95] BE Lemoff, GY Yin, CL Gordon III, CPJ Barty & SE Harris. *Demonstration of a 10-Hz femtosecond-pulse-driven XUV laser at 41.8 nm in Xe IX*. Physical review letters, vol. 74, no. 9, page 1574, 1995.
- [Lindau 07] Filip Lindau, Olle Lundh, Anders Persson, Kevin Cassou, Sophie Kazamias, David Ros, Fabien Ple, Gérard Jamelot, Annie Klisnick, Sébastien De Rossiet *al.* *Quantitative study of 10 Hz operation of a soft x-ray laser—energy stability and target considerations*. Optics express, vol. 15, no. 15, pages 9486–9493, 2007.
- [Linford 74] Gary J. Linford, Eugene R. Peressini, Walter R. Sooy & Mary L. Spaeth. *Very Long Lasers*. Appl. Opt., vol. 13, no. 2, pages 379–390, Feb 1974. [www](#)
- [MacGowan 87] BJ MacGowan, S Maxon, PL Hagelstein, CJ Keane, RA London, DL Matthews, MD Rosen, JH Scofield & DA Whelan. *Demonstration of soft x-ray amplification in nickel-like ions*. Physical review letters, vol. 59, no. 19, page 2157, 1987.
- [MacGowan 92] BJ MacGowan, LB Da Silva, DJ Fields, CJ Keane, JA Koch, RA London, DL Matthews, S Maxon, S Mrowka, AL Osterheldt *al.* *Short wavelength x-ray laser research at the Lawrence Livermore National Laboratory*. Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993), vol. 4, no. 7, pages 2326–2337, 1992.
- [Martinez 87] O.E. Martinez. *3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion : Application to fiber compensation in 1.3-1.6 181 ;m region*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 23, no. 1, pages 59–64, Jan 1987.
- [Matthews 85] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone & T. A. Weaver. *Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier*. Phys. Rev. Lett., vol. 54, pages 110–113, Jan 1985. [www](#)

- [McKenna 06] Paul McKenna, Filip Lindau, Olle Lundh, David Neely, Anders Persson & Claes-Göran Wahlström. *High-intensity laser-driven proton acceleration : influence of pulse contrast*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, vol. 364, no. 1840, pages 711–723, 2006.
- [Meng 12] L Meng, A-C Bourgaux, S Bastiani-Ceccotti, O Guilbaud, M Pittman, S Kazamias, K Cassou, S Daboussi, D Ros & A Klisnick. *Temporal characterization of a picosecond extreme ultraviolet laser pumped in grazing incidence*. Applied Physics Letters, vol. 101, no. 14, page 141125, 2012.
- [Mocek 05a] T Mocek, CM McKenna, B Cros, Stéphane Sebban, DJ Spence, G Maynard, Islam Bettaibi, V Vorontsov, AJ Gonsavles & SM Hooker. *Dramatic enhancement of xuv laser output using a multimode gas-filled capillary waveguide*. Physical Review A, vol. 71, no. 1, page 013804, 2005.
- [Mocek 05b] T Mocek, S Sebban, G Maynard, Ph Zeitoun, G Faivre, A Hallou, M Fajardo, S Kazamias, B Cros, D Aubert *et al.* *Absolute time-resolved X-ray laser gain measurement*. Physical review letters, vol. 95, no. 17, page 173902, 2005.
- [Morlens 06] Anne-Sophie Morlens, Rodrigo López-Martens, Olga Boyko, Philippe Zeitoun, Philippe Balcou, Katalin Varjú, Erik Gustafsson, Thomas Remetter, Anne L’Huillier, Sophie Kazamias *et al.* *Design and characterization of extreme-ultraviolet broadband mirrors for attosecond science*. Optics letters, vol. 31, no. 10, pages 1558–1560, 2006.
- [Nickles 97] Peter V Nickles, VN Shlyaptsev, M Kalachnikov, M Schnürer, I Will & W Sandner. *Short pulse x-ray laser at 32.6 nm based on transient gain in Ne-like titanium*. Physical review letters, vol. 78, no. 14, page 2748, 1997.
- [Nilsen 93] Joseph Nilsen, Brian J. MacGowan, Luiz B. Da Silva & Juan C. Moreno. *Prepulse technique for producing low- Z Ne-like x-ray lasers*. Phys. Rev. A, vol. 48, pages 4682–4685, Dec 1993. [www](#)
- [Oksenhendler 06] T Oksenhendler, D Kaplan, P Tournois, GM Greetham & F Estable. *Intracavity acousto-optic programmable gain control for ultra-wide-band regenerative amplifiers*. Applied Physics B, vol. 83, no. 4, pages 491–494, 2006.
- [Oliva 12] E. Oliva. *A proposal for multi-tens of GW fully coherent femtosecond soft X-ray lasers*. Nature Photon., vol. 6, pages 764–767, 2012.

- [Pert 06] GJ Pert. *Optimizing the performance of nickel-like collisionally pumped x-ray lasers*. Physical Review A, vol. 73, no. 3, page 033809, 2006.
- [Pittman 02] Moana Pittman, Serge Ferré, Jean-Philippe Rousseau, Laurent Notebaert, Jean-Paul Chambaret & Gilles Chériaux. *Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system*. Applied Physics B, vol. 74, no. 6, pages 529–535, 2002.
- [Plé 07a] Fabien Plé. *Etude du lasage transverse dans les cristaux de Ti : Sa de grandes dimensions. Application à la réalisation de l'amplificateur petawatt haute énergie du laser pilote de la station LASERIX*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2007.
- [Plé 07b] Fabien Plé, Moana Pittman, Gerard Jamelot & Jean-Paul Chambaret. *Design and demonstration of a high-energy booster amplifier for a high-repetition rate petawatt class laser system*. Opt. Lett., vol. 32, no. 3, pages 238–240, Feb 2007. [www](#)
- [Purvis 10] Michael A Purvis, Jonathan Grava, Jorge Filevich, Duncan P Ryan, Stephen J Moon, James Dunn, Vyacheslav N Shlyaptsev & Jorge J Rocca. *Collimation of dense plasma jets created by low-energy laser pulses and studied with soft x-ray laser interferometry*. Physical Review E, vol. 81, no. 3, page 036408, 2010.
- [Reagan 12] Brendan A Reagan, Keith A Wernsing, Alden H Curtis, Federico J Furch, Bradley M Luther, Dinesh Patel, Carmen S Menoni & Jorge J Rocca. *Demonstration of a 100 Hz repetition rate gain-saturated diode-pumped table-top soft x-ray laser*. Optics letters, vol. 37, no. 17, pages 3624–3626, 2012.
- [Rocca 94] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortázar, D. Hartshorn & J. L. A. Chilla. *Demonstration of a Discharge Pumped Table-Top Soft-X-Ray Laser*. Phys. Rev. Lett., vol. 73, pages 2192–2195, Oct 1994. [www](#)
- [Ros 07] D. Ros, G. Jamelot, M. Pittman, F. Plé, S. Kazamias, A. Klisnick, J-C. Lagron, K. Cassou, O. Guilbaud, J-P. Chambaret, S. Sebban & P. Zeitoun. *Laserix : A multi x-ray/xuv beamline high repetition-rate facility*, volume 115, pages 191–199. Springer Netherlands, 2007. [www](#)
- [Ros 13] D. Ros, S. Kazamias, K. Cassou, M. Pittman, O. Guilbaud, S. Daboussi, O. Delmas, J. Demailly, O. Neveu, A. Mestralain, D. Sall, L. Li & P. Zeitoun. *Multiple pulses EUV laser pumping : ASE, seeded operations, and applications*, 2013. <http://dx.doi.org/10.1117/12.2025347>

- [Rus 97] B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Klisnick, M. Nantel & P. Zeitoun. *Efficient, high-brightness soft-x-ray laser at 21.2 nm*. Phys. Rev. A, vol. 55, pages 3858–3873, May 1997. WWW
- [Rus 02] Bj Rus, T Mocek, AR Präg, M Kozlová, G Jamelot, A Carillon, D Ros, D Joyeux & D Phalippou. *Multimillijoule, highly coherent x-ray laser at 21 nm operating in deep saturation through double-pass amplification*. Physical Review A, vol. 66, no. 6, page 063806, 2002.
- [Rus 05] Bedrich Rus, Michaela Kozlova, Jiri Polan, Ansgar R. Praeg, Michal Stupka & T. Mocek. *Development of soft x-ray lasers at PALS*, 2005. <http://dx.doi.org/10.1117/12.611203>
- [Sebban 01] Stéphane Sebban, Romain Haroutunian, Ph Balcou, G Grillon, Antoine Rousse, Sophie Kazamias, T Marin, Jean-Philippe Rousseau, L Notebaert, M Pittman *et al.* *Saturated amplification of a collisionally pumped optical-field-ionization soft X-ray laser at 41.8 nm*. Physical review letters, vol. 86, no. 14, page 3004, 2001.
- [Shahzad 15] M Shahzad, O Culfa, AK Rossall, LA Wilson, O Guilbaud, S Kazamias, O Delmas, J Demailly, A Maitrallain, M Pittman *et al.* *Diagnosis of energy transport in iron buried layer targets using an extreme ultraviolet laser*. Physics of Plasmas (1994-present), vol. 22, no. 2, page 023301, 2015.
- [Siegman 86] Anthony E Siegman. *Lasers University Science Books*. Mill Valley, CA, vol. 37, 1986.
- [Spence 91] David E Spence, P Np Kean & Wilson Sibbett. *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti : sapphire laser*. Optics letters, vol. 16, no. 1, pages 42–44, 1991.
- [Strickland 85] Donna Strickland & Gerard Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics communications, vol. 55, no. 6, pages 447–449, 1985.
- [Svelto 98] O Svelto, S Taccheo & C Svelto. *Analysis of amplified spontaneous emission : some corrections to the Linford formula*. Optics communications, vol. 149, no. 4, pages 277–282, 1998.
- [Tommasini" 99] R. Tommasini". *Saturation in a Ni-like Pd soft-x-ray laser at 14.7 nm*. Physical Review A, vol. 59, no. 2, pages 1577–1581, 1999.
- [Tommasini 00] Riccardo Tommasini & Ernst E Fill. *Generalized linford formula*. JOSA B, vol. 17, no. 10, pages 1665–1670, 2000.

- [Tournois 97] Pierre Tournois. *Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems*. Optics Communications, vol. 140, no. 4–6, pages 245–249, 8 1997. [www](#)
- [Wagner 14] Florian Wagner, Stefan Bedacht, Alex Ortner, Markus Roth, Anna Tauschwitz, Bernhard Zielbauer & Vincent Bagnoud. *Pre-plasma formation in experiments using petawatt lasers*. Optics express, vol. 22, no. 24, pages 29505–29514, 2014.
- [Wang 06] Y. Wang. *High-brightness injection-seeded soft-X-ray-laser amplifier using a solid target*. Phys. Rev. Lett., vol. 97, pages 123901–, 2006.
- [Wang 09] Y. Wang. *Measurement of 1-ps soft-X-ray laser pulses from an injection-seeded plasma amplifier*. Phys. Rev. A, vol. 79, pages 023810–, 2009.
- [Wang 14] Yong Wang, Shoujun Wang, E Oliva, L Li, M Berrill, Liang Yin, J Nejd, BM Luther, C Proux, TTT Leet *al.* *Gain dynamics in a soft-X-ray laser amplifier perturbed by a strong injected X-ray field*. Nature Photonics, vol. 8, no. 5, pages 381–384, 2014.
- [Wilson 12] L. Wilson, G. Tallents, J. Pasley, D. Whittaker, S. Rose, O. Guilbaud, K. Cassou, S. Kazamias, S. Daboussi, M. Pittman, O. Delmas, J. Demailly, O. Neveu & D. Ros. *Energy transport in short-pulse-laser-heated targets measured using extreme ultraviolet laser backlighting*. Phys. Rev. E, vol. 86, page 026406, Aug 2012. [www](#)
- [Zeitoun 04] Ph Zeitoun, G Faivre, Stéphane Sebban, Tomas Mocek, A Hallou, Marta Fajardo, D Aubert, Ph Balcou, Frédéric Burgy, D Douillet *et al.* *A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam*. Nature, vol. 431, no. 7007, pages 426–429, 2004.
- [Zhang 97] J Zhang, AG MacPhee, J Nilsen, J Lin, TW Barbee Jr, C Danson, MH Key, CLS Lewis, D Neely, RMN O’Rourke *et al.* *Demonstration of saturation in a Ni-like Ag x-ray laser at 14 nm*. Physical review letters, vol. 78, no. 20, page 3856, 1997.
- [Zhao 07] J Zhao, QL Dong & J Zhang. *Valley density profile for highly efficient x-ray lasers with good beam quality*. Optics letters, vol. 32, no. 5, pages 491–493, 2007.
- [Zielbauer 10] B. Zielbauer, D. Zimmer, J. Habib, O. Guilbaud, S. Kazamias, M. Pittman & D. Ros. *Stable and fully controlled long-time operation of a soft X-ray laser for user application experiments*. Applied Physics B, vol. 100, no. 4, pages 731–736, 2010. [www](#)

- [Zimmer 08] Daniel Zimmer, Bernhard Zielbauer, Vincent Bagnoud, Udo Eisenbarth, Dasa Javorkova & Thomas Kuehl. *An improved double-pulse non-normal incidence pumping geometry for transient collisionally excited soft X-ray lasers*. Opt. Express, vol. 16, no. 14, pages 10398–10404, Jul 2008. [www](#)
- [Zimmer 10] Daniel Zimmer, Bernhard Zielbauer, Moana Pittman, Olivier Guilbaud, Jamil Habib, Sophie Kazamias, David Ros, Vincent Bagnoud & Thomas Kuehl. *Optimization of a tabletop high-repetition-rate soft x-ray laser pumped in double-pulse single-beam grazing incidence*. Opt. Lett., vol. 35, no. 4, pages 450–452, Feb 2010. [www](#)

**Titre :** Etude de la mise en forme temporelle d'impulsions laser de haute puissance pour l'excitation de sources laser X-UV sur la plateforme LASERIX.

**Mots clés :** Laser ultra-intense, Laser X-UV, Plasma, Contraste temporel, Pré-impulsion.

**Résumé :** La présente thèse s'inscrit dans le cadre du développement des lasers X-UV générés en régime collisionnel transitoire et a pour objet principal d'étudier l'influence de la mise en forme temporelle des impulsions laser de haute puissance sur l'efficacité de génération de ces sources. Mon travail essentiellement expérimental a consisté à étudier de nouveaux schémas de pompage mettant en œuvre différents dispositifs permettant de produire des pré-impulsions et/ou un piédestal d'ASE au sein de la chaîne laser pilote. Dans ce manuscrit, je présente ces dispositifs et montre l'influence des différents paramètres laser sur l'efficacité de production du laser X-UV. L'étude expérimentale met tout d'abord en évidence une augmentation significative de l'énergie et de la durée de vie de la source laser X-UV en présence d'une pré-

impulsion. Dans ce contexte, un dispositif a été expérimenté permettant de générer au sein d'un unique faisceau laser, les deux principales impulsions précédées de la pré-impulsion, tout en gardant un contrôle sur leurs caractéristiques spectro-temporelles.

Une approche alternative a été expérimentée dans laquelle un laser annexe « Q-switch » à bas coût est utilisé pour générer un plasma peu dense avec de faibles gradients de densité. Ce dernier dispositif a montré d'excellentes performances sur une large plage de longueur d'onde, et a été utilisé pour réaliser une expérience d'injection d'harmoniques d'ordre élevé, générées sur la voie secondaire à partir d'une cellule de gaz d'Argon. Une amélioration notable des caractéristiques spatiales et de la cohérence temporelle du laser X-UV a pu être observée.

**Title :** Study of the temporal laser shaping of ultra-intense pulses for soft x-ray laser generation on the LASERIX facility

**Keywords :** Ultra-intense laser, Soft X-ray Laser, Plasma, Temporal contrast, Prepulse.

**Abstract:** The thesis fits within the framework of soft x-ray lasers (SXRL) development and has for main objective to study the influence of the temporal shaping of ultra-intense laser pulses, on the efficiency of SXRL generation. My thesis work consisted in studying, designing and calibrating new pumping schemes through various devices based on the prepulse generation and/or an amount of ASE within the laser driver. In this manuscript, I study their influence on the SXRL generation efficiency by highlighting the optimization parameters such as the delay and the energy ratio between pulses, or the duration of each of them. The experimental study highlights first of all the influence of a prepulse on the SXRL generation efficiency. In the same framework, a device was experimented, allowing

to generate within a single laser beam two main pulses preceded by a prepulse, while maintaining a control over their spectro-temporal characteristics.

An alternative approach was experimented in which an additional low cost « Q-Switch » laser was used to produce a under dense plasma presenting smooth electronic density gradients. This last device has showed excellent performances on a wide wavelength range and has been used to perform an experiment of high order harmonic seeding generated from an Argon gas cell on the secondary LASERIX beamline.

A noteworthy improvement of the spatial characteristics and the temporal coherence of the SXRL have been observed.